SERIE V. - Tomo IV. ***Luglio 1902***

IL
NUOVO CIMENTO

PERIODICO

FONDATO DA

C. MATTEUCCI e R. PIRIA

CONTINUATO DALLA

SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

PER CURA DEI DIRETTORI

R. FELICI

A. BATTELLI V. VOLTERRA

E DEI SUOI DELEGATI

A. RIGHI e P. CARDANI

PISA
DALLA TIPOGRAFIA PIERACCINI
1902

DIREZIONE
Istituto fisico della R. Università
PISA.

AMMINISTRAZIONE
Via Gino Capponi, 3
FIRENZE.

Gli Uffici postali italiani ed esteri ricevono gli abbonamenti: ed i nostri Lettori non hanno che da versare L. 18 per l'Italia e L. 20 per l'Estero a favore del sig. ***Alfredo Lavacchini,*** Amministratore del ***Nuovo Cimento,*** Via Gino Capponi 3, Firenze, anche senza dargliene avviso.

INDICE

RIVISTA.

(P. Baccei). **Comptes Rendus.** T. CXXXIII, Dicembre 1901.

(A. Gradenwitz). **Drude's Ann.** Vol. 5, N. 6 e 7, 1901.

(Segue l'indice nella pagina seguente)

IL NUOVO CIMENTO

ANNO XLVIII

SERIE V. - Tomo IV. *Luglio 1902*

IL NUOVO CIMENTO

PERIODICO

FONDATO DA

C. MATTEUCCI e R. PIRIA

CONTINUATO DALLA

SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

PER CURA DEI DIRETTORI

R. FELICI

A. BATTELLI V. VOLTERRA

E DEI SUOI DELEGATI

A. RIGHI e P. CARDANI

PISA
DALLA TIPOGRAFIA PIERACCINI
1902

SOPRA ALCUNE RECENTI DETERMINAZIONI DELLA GRAVITÀ NELL' OCEANO ATLANTICO,

di P. PIZZETTI.

Il problema della figura della Terra non può essere completamente risoluto dalle ordinarie operazioni astronomico-geodetiche. Poichè queste sono atte bensì a fornirci la forma approssimata di tante porzioni staccate della superficie di livello terrestre, ossia del *Geoide*, ma la impossibilità di allacciare, attraverso gli oceani, le triangolazioni dei varii continenti fa sì che resta indeterminata la posizione *relativa* di questi pezzi di superficie, cosicchè non è possibile una costruzione sintetica del Geoide. Una completa conoscenza di questa superficie non potrà aversi, se non quando al contributo delle operazioni astronomico-geodetiche venga ad aggiungersi quello di un gran numero di misure della intensità della gravità, equamente distribuite su *tutta* la superficie del globo. Allora una formola data da Stokes, in base alla teoria meccanica della figura della Terra, ci darà modo di calcolare gli scostamenti lineari del Geoide rispetto ad un ellissoide fondamentale.

I primi classici lavori di Bessel, di Biot, di Sabine (e d'altri meno illustri, benchè non meno benemeriti) per la misura della gravità *assoluta*, la diffusione e la maggior finezza che queste determinazioni hanno preso negli ultimi trent' anni sotto gli auspici della Associazione Geodetica Internazionale,

l'invenzione sovratutto di comodi e semplici apparecchi pendolari (Sterneck, Defforges) atti ad una spedita misurazione della gravità relativa, hanno a quest' ora accumulato un gran numero di dati preziosi per la geodesia. Il Prof. Helmert, direttore dell' Istituto Geodetico prussiano e dell' Ufficio centrale della A. G. I., nel suo amplissimo ed esauriente rapporto sulle misure pendolari presentato alla conferenza di Parigi (1900) della ora detta Associazione, enumerava e discuteva circa 1400 risultati di misure di gravità. Tutte, può dirsi, le nazioni civili di qua e di là dell' Oceano hanno contribuito a questa raccolta; le più disparate regioni sono state esplorate dalle terre Polari artiche (spedizione Nansen, 1893-96, latit.e 85°, 55' Nord) alle isole Shetland del Sud (Foster, 1829, latit.e 62°, 56').

Ma il pendolo non è adatto a fornire i valori della gravità sopra i tre quarti del globo, vogliam dire sulla superficie dei mari, e da lungo tempo stava fra i più vivi *desiderata* della geodesia l' invenzione di un istrumento che desse modo di misurare la gravità in alto mare [1]). Si presentò naturale l' idea di paragonare la forza di gravità colla forza elastica dell' atmosfera. Nel 1882 il Prof. Issel [2]) dell' Università di Genova proponeva un ingegnoso apparecchio destinato a dare la misura dell' altezza di una colonna di mercurio atta a bilanciare la tensione costante (supposta costante la temperatura) di una massa d' aria contenuta in un tubo chiuso ad un estremo e comunicante all' altro estremo col mercurio. Un opportuno sistema di compensazione era destinato ad eliminare, o almeno scemare in gran parte, gli effetti della variazione della temperatura. Nello stesso anno 1882 il Mascart [3]) costruiva un apparecchio fondato sullo stesso principio (all' aria era sostituito l'acido carbonico) e ne faceva uso per determinazioni di gravità relativa in alcuni punti della Norvegia. Non ci è

1) Le misure di gravità nelle isole Oceaniche non sembrano adatte a fornire una giusta misura del modo di comportarsi della gravità nel mare, giacchè i valori insulari di g sono, quasi di certo, sistematicamente perturbati dall' attrazione del solido roccioso che sostiene l' isola.

2) Bollettino della Soc. Imp. dei Naturalisti di Mosca, 1882.

3) Comptes Rendus, T. 95, 2e. sem., 1882, pag. 126 e 631.

noto tuttavia se ulteriori esperienze abbiano comprovata la pratica convenienza dell' apparecchio di Mascart e la sufficiente precisione dei dati di esso.

La soluzione del problema di misurare la gravità laddove il pendolo non può usarsi, sembra ora ottenuta nel modo più semplice col paragonare la tensione elastica dell' aria dedotta dalla temperatura di ebollizione dell' acqua *(ipsometro* o *termobarometro)* con quella data dall' ordinario barometro a mercurio. La prima misura è indipendente dal valore g della gravità, mentre l' altezza barometrica è, *caeteris paribus*, inversamente proporzionale alla stessa g, la quale, o per dir meglio le sue piccole variazioni, possono essere determinate dal paragone fra i dati dei due istrumenti.

Già nel 1899 H. Mohn [1]) dimostrava come l' ipsometro sia atto a fornire (con un' approssimazione sufficiente per la meteorologia) la correzione da farsi ai dati del barometro a mercurio per ridurli alla gravità media. Il Dott. Hecker [2]) nell' Istituto Geodetico di Potsdam, per incarico del Prof. Helmert sottopose, nel 1900, a rigoroso esame tre termometri a ebollizione in cristallo borosilicato 59^{III} della ditta R. Fuess in Steglitz. Questi termometri sono divisi in *centesimi* di grado centigrado, la lunghezza di ogni divisione è di $0^{mm},46$ e la graduazione si estende da $97^{\circ},0$ a $101^{\circ},5$; la calibrazione di essi era stata preventivamente fatta a meno di $0^{\circ},005$.

Una lampada a spirito pone in ebollizione una massa d'acqua distillata di circa 160 cm^3; il recipiente è coperto di un doppio involucro in cui circola il vapor d' acqua, e nell' asse del quale sta il bulbo del termometro, separato dalla superficie acquea per mezzo di una rete metallica. L' indicazioni del termometro vengono lette con un cannocchiale orizzontale, suscettibile di un moto di traslazione verticale, in guisa da eliminare l' errore di parallasse. La lettura termometrica si fa un determinato numero di minuti (8 o 10) dopo incominciata l' ebollizione ; quella del barometro (sistema Wild-Fuess,

1) Das Hypsometer als Luftdruckmesser und seine Anwendung zur Bestimmung der Schwerecorrection. Christiania 1899.

2) Untersuchung der Konstanz von Siedethermometern aus dem Glase 59^{III}, (Zeitschrift für Instrumentenkunde, Mai 1901, Berlin).

lettura a meno di $0^{cm},02$) prima e dopo la termometrica. L'operazione si ripete, tenendo, fra ogni serie di letture e la successiva, allontanata la fiamma per $^1/_2$ minuto.

Dedotta, per mezzo della tabella di Wiebe, la tensione elastica B del vapore corrispondente alla temperatura osservata, la differenza fra questa tensione e la pressione b data dal barometro è la così detta correzione barometrica per la gravità, ed è legata alla gravità dalla formola

$$B - b = b\left(\frac{g}{G} - 1\right),$$

dove G è la gravità a 45° latitudine, e al mare.

Le esperienze di laboratorio sono state principalmente dirette a ricercare: 1.° se vi abbia nelle indicazioni termometriche una variazione progressiva col tempo; 2.° quale sia il grado di precisione delle misure. Quanto al primo punto, le variazioni progressive dei tre termometri risultarono di 0°,003, 0°,001, 0°,001 rispett. in 37 giorni. L'errore medio poi della determinazione di ogni giornata (medio risultato di quattro serie di letture) risultò di $\pm 0^{cm},0015$ nel valore di $B - b$, cui corrisponde un errore medio di $\pm 0^{m},00019$ nel valore di g.

Il buon risultato di questi studi di laboratorio incoraggiò l'Istituto Geodetico di Berlino a incaricare il Dott. Hecker di una serie d'osservazioni in alto mare. Dal 24 luglio al 1° ottobre 1901, a bordo di un vapore della Società di navigazione Amburghese-Sud Americana, il Dott. Hecker compiè il viaggio Amburgo, Anversa, Cherbourg, Lisbona, Bahja, Rio Janeiro, e quindi il ritorno a Lisbona.

Furono impiegati sei ipsometri e quattro barometri a mercurio, due dei quali a registrazione fotografica. Questi ultimi presentano il grande vantaggio di dare indicazioni attendibili anche allorquando una notevole (non eccessiva, ben inteso) agitazione del mare rende impossibile la lettura diretta col cannocchiale.

Il rapporto del Dott. Hecker sui risultati di questa spedizione trovasi inserito nella pubblicazione del Prof. Helmert dal titolo: « *Bericht über die Thätigkeit des Centralbureaus der Internat. Erdmessung in Jahre 1901* » (Berlin 1902).

Il viaggio di andata compiutosi in ottime condizioni, fornì numerosi valori di g (per 51 punti differenti), della cui discussione numerica sono dati i risultati nell' ora detto rapporto. In questa discussione si introdusse, oltrechè un termine di correzione dipendente dalla menzionata variazione progressiva dei termometri, anche un termine proporzionale alla ampiezza dell' oscillazione media del bastimento (dedotta dalla oscillazione dei diagrammi fotografici dei barometri), ed un altro proporzionale alla velocità di variazione $\left(\frac{dB}{dt}\right)$ della pressione atmosferica col tempo. Quest' ultima correzione si mostra come opportuna a priori, essendo probabile che l' ipsometro e il barometro non seguano con eguale prontezza le variazioni della pressione (l' esperienza dimostra che, in realtà, il primo strumento è più *inerte* che il secondo).

Calcolata, per ciascuno dei luoghi di osservazione, la differenza fra la tensione data dallo ipsometro e la pressione barometrica *ridotta alla gravità media*, in base alla espressione teorica della gravità:

$$(1) \qquad \gamma = 980^{cm},632\ (1 - 0,002644 \cos 2\varphi)\ ,$$

il valore di una tale differenza dipende sia dalla *anomalia* $(g - \gamma)$ della gravità, sia dai tre termini di correzione ora indicati. Per eseguire i calcoli si ammise: 1.° che la anomalia $g = \gamma$ nei bassi mari del Nord sia, in media, eguale a quella dei bassi mari del Brasile; 2.° che vi sia una differenza sistematica Δg fra la anomalia propria dei bassi mari e quella dell' alto mare; 3.° che la rimanente porzione dell' anomalia di gravità sia da considerarsi come *accidentale*. In base a tale ipotesi fu possibile calcolare, col metodo dei minimi quadrati, la differenza sistematica Δg, nonchè i coefficienti dei tre termini di correzione. Questi coefficienti non possono finora ritenersi determinati con sufficiente precisione. Quanto alla Δg essa risultò

$$\Delta g \text{ (alto mare — basso mare)} = -\,0^{cm},032$$

con un errore medio di $\pm\,0^{cm},025$.

Il Prof. Helmert [1]) deduce dai calcoli del Dott. Hecker le seguenti principali conclusioni:

Ammesso che in *alto mare* il valore della gravità sia, *in media*, normale, ossia corrispondente alla formola teorica (1), si trova nei bassi mari Europei (latit. media 47° Nord) una anomalia di gravità $= + 0^{cm},006 \pm 0^{cm},022$, e nei bassi mari Brasiliani (latit. media 12° Sud) l'anomalia $+ 0^{cm},043 \pm 0^{cm},022$. Questi risultati combinano (nei limiti degli errori di osservazione) con quelli dati dalle misure pendolari di Kater nell'isola di Wight ($g - \gamma = + 0^{cm},023$) e con quelli di Sabine e di Gassenmayr per Bahia ($+ 0^{cm},055$ e $0^{cm},051$). Resta dunque giustificata, o almeno non contraddetta, l'ipotesi fatta che, in alto mare, i valori della gravità non siano sistematicamente diversi da quelli dati dalla formola teorica (1).

Epperò restano vieppiù confortate le ipotesi di Pratt e di Faye intorno al modo di distribuzione delle densità nella corteccia terrestre, e la conclusione (già per altri modi indicata come probabile) che siano comprese entro limiti abbastanza piccoli ($\pm 100^{m}$ secondo Helmert) le deviazioni lineari del Geoide rispetto ad un ellissoide di rotazione opportunamente scelto.

Pisa 21 Giugno 1902.

---

1) Dr Hecker's. Bestimmung der Schwerkraft auf dem Atlantischen Ocean (Sitzb. der K. Pr Akademie der Wiss. zu Berlin, 1902, VIII).

SUL SISTEMA DI UNITÀ DI MISURE ELETTROMAGNETICHE,

proposto dall' Ing. G. GIORGI.

Essendo all'ordine del giorno delle prossime riunioni della *Società di Fisica* una conferenza del Prof. Ascoli sul sistema di unità elettriche proposte dall' Ing. Giorgi, riportiamo qui — affinchè i lettori possano essere in perfetto corrente dell'argomento — la Memoria originale dell' Ing. Giorgi, pubblicata negli Atti della *Associazione Elettrotecnica Italiana,* e le osservazioni fatte al sistema dal Prof. Donati, come da lettera al Prof. G. Grassi.

Memoria originale dell' Ing. Giovanni Giorgi.

1. La questione della « razionalizzazione delle unità elettromagnetiche » fu sollevata per la prima volta in Inghilterra; e in Inghilterra e in America ha suscitato vivo interesse; e i nomi più insigni nella scienza e nella tecnica l' hanno illustrata col contributo dei loro lavori.

Fra gli elettricisti del Continente sembra invece che finora questi studi non siano arrivati a destare eco sensibile. Anche in Italia la questione è rimasta generalmente inosservata; credo quindi non potermi dispensare da qualche cenno storico e illustrativo, prima di esporre le idee che formano l' oggetto del presente lavoro.

2. Oliver Heaviside formulò per primo la « teoria della razionalizzazione ». Le sue deduzioni si possono riassumere come segue:

In molte formule di elettricità e magnetismo compare un 4π là dove non si tratta di questioni relative, nè a circoli, nè a cilindri, nè a sfere.

Per esempio:

a) Capacità di un condensatore piano, con un dielettrico di area Σ, di spessore s e di costante dielettrica $\varkappa$:

$$K = \frac{\varkappa}{4\pi} \frac{\Sigma}{s};$$

b) Intensità del campo elettrostatico presso la superficie di un conduttore carico con la densità superficiale σ:

$$E = 4 \pi \sigma$$

anche se la superficie è interamente piana;

c) Relazione caratteristica in un punto di un mezzo magnetico:

$$B = H + 4 \pi J;$$

d) Forza magnetomotrice di una corrente elettrica, d'intensità I:

$$M = 4 \pi I,$$

e questa formula, notiamo bene, si applica anche a casi che non hanno riferimento a linee circolari o rientranti (per esempio, alla propagazione delle onde elettromagnetiche piane);

e) Equazione di Poisson:

$$\Delta^2 V = 4 \pi \rho;$$

f) Lavoro di magnetizzazione per unità di volume di un mezzo:

$$d w = \frac{1}{4\pi} H \, dB;$$

g) Lavoro di elettrizzazione per unità di volume di un mezzo:

$$d w = \frac{\varkappa}{4\pi} E \, dE$$

e così in molti altri esempi ben noti.

3. Chi studia per la prima volta tutte queste formule, deve credere che il 4π è un fattore misteriosamente radicato nell' intima natura dei fenomeni elettromagnetici; per modo

che se un giorno non esistessero più nè circoli, nè cilindri, nè sfere, si definirebbe 4π, misurando il lavoro di magnetizzazione di un prisma d'acciaio, o la capacità di un condensatore ad armature piane.

Se non vogliamo accettare questa strana conclusione, dobbiamo ammettere che la definizione di qualche unità fondamentale è stata viziata da irrazionalità, includendo un 4π fuori di luogo.

La così detta razionalizzazione delle unità consiste appunto nell'eliminare questo fattore estraneo.

4. Heaviside ha indicato l'origine del fattore irrazionale, risalendo alle definizioni fondamentali di elettrostatica e di magnetismo.

Le unità fondamentali di massa elettrica e magnetica sono state entrambe dedotte dalla formula di Coulomb, scritta in questa guisa:

$$F = \frac{m\,m'}{r^2}.$$

Ora, nell'eguagliare convenzionalmente a uno il coefficiente di proporzionalità che figurerebbe in questa formula, è stata commessa una doppia omissione.

In primo luogo l'omissione di un fattore *fisico*, e cioè rispettivamente la costante elettrica o quella magnetica dell'etere libero. Ma siccome due convenzioni simultanee sulle due costanti non erano compatibili, l'omissione venne presto in luce per la discrepanza fra i così detti *sistema elettrostatico* e *sistema elettromagnetico* di misure.

In secondo luogo, l'omissione di un fattore *matematico*; e questo è precisamente il 4π che ora ci preoccupa.

5. Per non aver a che fare col fattore fisico, scriviamo la formula di Coulomb in modo da esprimere l'*induzione* B a distanza r da una massa elettrica o magnetica m:

$$B = \frac{m}{r^2},$$

equazione indipendente dalla costante del mezzo.

Ora, perchè l' induzione è inversamente proporzionale al quadrato della distanza?

Perchè dalla massa emana un flusso d' induzione, il cui valore totale Φ si conserva invariato a qualunque distanza; e in un mezzo isotropo irradia ugualmente in tutte le direzioni. Così, a distanza r, il flusso Φ si trova ripartito uniformemente sopra una superficie sferica di area $\Sigma = 4\pi r^2$; l' induzione specifica su quella superficie è quindi:

$$B = \frac{\Phi}{\Sigma} = \frac{\Phi}{4\pi r^2}.$$

In altre parole, l' induzione si distribuisce nello spazio secondo la stessa legge che vale per la velocità di un fluido incompressibile. La massa non è che una sorgente d' induzione, e corrisponde quindi a una sorgente di fluido, collocata in un punto dello spazio.

Ora, eguagliare a uno il coefficiente della formula di Coulomb, significa assumere come misura di una massa l' induzione esercitata a distanza uno. Ma la misura più naturale della potenza di una sorgente non è la velocità impressa al fluido a distanza uno, ma bensì la portata totale della sorgente stessa. Così la misura razionale di una massa elettrica o magnetica è semplicemente il flusso totale d' induzione che da essa emana; e come unità razionale di massa si deve assumere quella che mantiene l' induzione uno, non più alla *distanza uno,* ma sopra una superficie di *area uno.*

Con questa correzione, la formula di Coulomb razionalizzata diviene:

$$B = \frac{m}{\Sigma} = \frac{m}{4\pi r^2},$$

in contrapposto con quella irrazionale:

$$B = \frac{m}{r^2} = 4\pi \frac{m}{\Sigma}.$$

Dalla formula irrazionale deriva il sistema ordinario di misure, le quali, per distinguerle da quelle razionali, si potrebbero chiamare *misure sferiche.*

Tutte le misure sferiche contengono un 4π superfluo, che ricompare sotto forma di fattore nelle formule. E questo fattore si elimina correggendo, come abbiamo visto, le unità di massa elettrica e magnetica, e quindi tutte le unità derivate.

6. Le prime ricerche di Heaviside sulle unità razionali risalgono al 1882-83; fra i più antichi partigiani delle stesse sue idee credo potere enumerare *Fitzgerald* e *Fleming* in Inghilterra e *Fessenden* in America.

Heaviside completò questi studi nel 1891, ed avendo definitivamente adottato un sistema completo di formule razionalizzate nella sua opera magistrale *Electromagnetic Theory*, dimostrò con l' esempio pratico l' importanza della riforma. La simmetria e semplicità delle formule non solamente gli permisero di mettere in evidenza nuove relazioni, ma lo condussero a rettificare un errore commesso da Maxwell nel formulare la seconda delle sue classiche equazioni generali del campo elettromagnetico.

Allora la teoria delle misure razionali attrasse presto attenzione.

Nel 1892, *Lodge* investigò ancora la questione, confermando i risultati di Heaviside; e *Larmor* ebbe occasione d'illustrarli nei suoi studi interessanti sulla teoria dinamica dell' etere. Per altra via furono confermati ancora da *Williams* in base alla sua teoria sulle dimensioni.

E non mancarono altri studi illustrativi sull' argomento. Ma le basi scientifiche su cui si fonda il principio della razionalizzazione sono così indiscutibili, che esso non aveva bisogno di ulteriore conferma. E nessuno, che io sappia, pensò a contestarlo, o trovò difficoltà ad ammetterlo in teoria.

7. Se la riforma delle misure elettromagnetiche non presentava ostacoli in astratto, uno scoglio davvero non lieve si presentava di fronte al sistema di unità pratiche, ormai sancito dalle convenzioni e dall' uso. E su questo punto i pareri differivano di molto.

Heaviside veramente non esitava nemmeno riguardo alla riforma pratica. La riforma, egli sosteneva, sarà presto o tardi inevitabile; il meglio è che si metta in effetto immediatamente: il fattore 4π è conosciuto con qualsivoglia numero di cifre decimali; quindi si formi un nuovo volt, un nuovo ohm, un nuovo ampère, ecc., e le antiche unità scompariranno presto dall' uso.

Questa proposta radicale trovò oppositori e seguaci. Gli ultimi insistevano affinchè l' Associazione Britannica, autrice e storicamente responsabile del sistema di unità in uso, prendesse anche l' iniziativa della riforma.

Sembra che queste idee finissero per ottenere molto favore, perchè l' Associazione Britannica dopo qualche tempo prese in considerazione la proposta.

La discussione all' Associazione si fondò sopra una relazione di Lodge, e in essa emersero le opinioni di *S. P. Thompson, J. Perry, Tremlett Carter,* decisamente fautori della riforma immediata, mentre *Ayrton, Bedell, Everett, Lodge* ed altri erano favorevoli in principio, ma proponevano differire a miglior tempo ogni decisione. E questo parere prevalse.

8. Successivamente, scrissero sull' argomento *F. G. Baily*, che in alcuno dei suoi suggerimenti mostrò di trovarsi per il primo sulla vera via pratica; e *J. J. Thomson* e *Hawkins*, quest' ultimo nuovamente in appoggio alla proposta di Heaviside.

Gli ultimi e più importanti lavori sono quelli di Fessenden [1]) e di Fleming [2]); il primo proponendo di ottenere il risultato con una riforma parziale di unità, il secondo confermando la stessa proposta, e corredando il suo studio con interessanti sviluppi. Avrò occasione più oltre di ritornare sulle conclusioni di questi autori.

9. Fin qui, la storia del lavoro compiuto. Essa dimostra il generale consentimento in favore del principio teorico della

1) " The El. Wold. " 9 Dicembre 1899.
2) " The Electrician " 29 Dicembre 1899 e segg.

razionalizzazione, e nel tempo stesso la difficoltà incontrata nell'applicarne in pratica le conseguenze.

Esporrò ora come, a mio avviso, si può considerare la questione da un punto di vista più generale e ricavarne una soluzione che mi sembra sarebbe da ritenere come definitiva.

10. Quando Gauss gettò le basi del primo sistema assoluto di misure, difficilmente avrebbe potuto immaginare a quale eterogeneo edificio esse avrebbero un giorno servito di fondamento.

Noi abbiamo, è vero, un sistema assoluto C. G. S., ma esso si scinde in due altri, uno « elettrostatico » e uno « elettromagnetico », entrambi promiscuamente ammessi nello studio matematico della teoria.

In pratica poi, le unità di questo doppio sistema, anche quelle meccaniche, sono risultate tutte di grandezza così anormale, che ad eccezione proprio delle tre fondamentali e di qualche unità magnetica, nessuna si è introdotta in uso, non solo nella tecnica, ma nemmeno nelle misure scientifiche e di laboratorio.

Le misure meccaniche si trattano come se il sistema assoluto non esistesse. Per alcune misure elettriche è stato coniato un gruppo di « unità pratiche », le quali sono esclusivamente derivate da quelle di definizione elettromagnetica, e non solamente non si poterono ridurre a sistema assoluto, ma nemmeno estendere a tutte le diverse misure elettriche, per non implicare unità di lunghezza e di massa di valore impossibile.

Il risultato è, che mentre da una parte le formule si scrivono sempre con sottinteso riferimento a un sistema assoluto, alcune volte elettrostatico, alcune volte elettromagnetico, dall' altra si misurano, per es., le forze elettromotrici in volt, le lunghezze in metri, o centimetri, o millimetri, le forze in chilogrammi, le masse in chilogrammi esse pure, le velocità in metri per secondo, le intensità magnetiche in unità C. G. S., le potenze in watt, e così via; e quando nelle formule si tratta di sostituire i valori numerici, bisogna pure chiamare

in soccorso quei coefficienti 10^8, 10^9, g^{-1}, 3×10^8, ecc., necessario, ma non grato compimento di tutta l' incongrua costruzione.

11. Intanto si può osservare almeno questo: Poichè il disaccordo fra le formule della teoria e le misure della pratica è ormai così completo, non ci deve essere più timore di accrescerlo, e nessuna esitazione deve trattenerci dal razionalizzare almeno in modo rigoroso le prime; perchè, se la conseguenza della riforma sarà anche di dovere alterare tutti i lamentati coefficienti in proporzione di 4π, o di qualche altro fattore, non ne verrà danno di sorta.

Fermiamoci dunque anzitutto sul problema della razionalizzazione in teoria, e discutiamolo a fondo. Secondo me, questo problema è connesso così naturalmente con quello dell'unificazione fra misure elettrostatiche ed elettromagnetiche, che non vedo come si possa fare a meno di considerarli in uno solo. La questione si presenta allora sotto un aspetto nuovo, ma in un campo più esteso, e si moltiplicano anche le vie d' uscita.

Anche senza riferimento a nessuna scelta particolare di unità di misura, possiamo determinare i fondamenti e lo schema di un sistema scientifico, il quale sia non solamente libero dal 4π, ma contemporaneamente elettrostatico ed elettromagnetico.

In confronto solamente a questo schema, potremo sottoporre ad una analisi rigorosa la questione della riforma, sia delle unità pratiche, sia delle unità scientifiche di misura.

12. I sistemi attuali di misure scientifiche sono dedotti dalle due formule di Coulomb, trascurando il fattore matematico e l' uno o l' altro dei due fattori fisici.

Per formare il vero sistema razionale, dobbiamo invece tener conto del 4π e delle due costanti fisiche dell' etere.

Attribuire a una di esse il valore uno, ha potuto sembrare una semplificazione. Invece, non solamente l' edificio costruito su questa base è necessariamente dissimetrico, ma la voluta semplificazione non serve ad altro che a favorire un

equivoco: quello di confondere quantità fisiche, per esempio, la forza e l'induzione magnetica, la cui natura è altrettanto distinta, quanto lo possono essere la f. e. m. e la corrente elettrica in un circuito conduttore di resistenza uno.

Vi è dunque ogni fondata ragione affinchè la costante elettrica e la costante magnetica dell'etere siano entrambe misurate da numeri diversi da uno.

Ma rinunciando ad attribuire valori particolari a queste costanti, le formule di Coulomb lasciano pienamente indeterminata la scelta di qualsiasi particolare unità. Ed è in ben altre relazioni, e più importanti, e più fondamentali, che noi dobbiamo cercare la base necessaria di un sistema razionale di elettromagnetismo.

13. Ogni fenomeno elettrico o magnetico, anzitutto, deve essere considerato alla stregua di quei principii generali di dinamica che regolano la manifestazione di qualunque fenomeno fisico.

Nel linguaggio della dinamica generalizzata di Lagrange, si chiama *spostamento* la variazione di una qualunque delle variabili indipendenti che determinano lo stato di un sistema fisico. Non vi è fenomeno senza trasformazione di lavoro. Quindi ogni spostamento è accompagnato da un lavoro, e si chiama *forza* associata allo spostamento, il coefficiente che moltiplica lo spostamento stesso nell'espressione dell'elemento di lavoro.

In questo ordine di idee si chiama *velocità* la variazione dello spostamento per unità di tempo. Il prodotto della velocità per la forza corrispondente dà il lavoro compiuto per unità di tempo, cioè la cosiddetta *attività* della forza.

Queste idee si applicano direttamente ai circuiti elettrici e magnetici, che vogliamo ora considerare come elementi fondamentali.

14. In un sistema elettrico, per esempio un *circuito elettrico*, la variabile indipendente è la quantità d'elettricità q trasportata attraverso il circuito; onde sarà dq lo spostamento

elementare, e $\frac{dq}{dt} = i$ la velocità dello spostamento, che si chiama *corrente elettrica*. Alla forza associata si dà il nome di *forza elettromotrice* $= e$.

L' equazione dell' energia in elettricità deve dunque assumere la forma:

$$dw = e\,dq\,,$$

oppure, indicando con W l' attività:

$$W = e\frac{dq}{dt} = e\,i\,,$$

la quale lega insieme le unità razionali di corrente elettrica e di forza elettromotrice con quella di potenza meccanica.

15. In un sistema magnetico, per esempio un *circuito magnetico*, la variabile indipendente è il flusso magnetico Φ; quindi è $d\Phi$ lo spostamento elementare, e $\frac{d\Phi}{dt} = g$ la velocità dello spostamento, a cui per analogia è stato dato il nome di *corrente magnetica*. La forza associata si chiama *forza magnetomotrice* $= f$.

L' equazione dell' energia, in magnetismo, deve scriversi razionalmente:

$$dw = f\,d\Phi\,,$$

ovvero:

$$W = f\frac{d\Phi}{dt} = f\,g\,,$$

la quale a sua volta lega insieme le unità razionali di corrente magnetica e di forza magnetomotrice con quella di potenza meccanica.

16. Delle due formule ora ottenute, quella del lavoro elettrico è la stessa come nel sistema ordinario, e quella del lavoro magnetico differisce per un fattore 4π.

Sta dunque in questo la irrazionalità del sistema ordinario, ma la irrazionalità medesima è limitata ad un lato solamente del sistema.

Sembra che l' ultima osservazione sia finora sfuggita a coloro che si sono occupati della riforma delle unità, e che hanno fatto il confronto dei due sistemi, prendendo per base le formule di Coulomb; ma ne approfitteremo ora per trarre questo risultato: che per razionalizzare i sistemi di misura esistenti, non è necessario riformare che una parte solamente delle unità che vi appartengono. Ciò rende anche ragione degli schemi di riforma parziale proposti da Fessenden e da Fleming.

La spiegazione del fatto è semplicemente che le formule a cui ci siamo riferiti sono quelle di definizione elettromagnetica, cioè dedotte dalla formula di Coulomb relativa al *magnetismo*, e la irrazionalità è quindi limitata alle sole misure magnetiche. Ma se prendessimo in esame le formule del sistema elettrostatico, troveremmo invece l' irrazionalità nelle sole misure elettriche.

Le misure sferiche per elettricità e per magnetismo sono incompatibili fra loro; ed è questa la prova ultima del loro carattere assurdo; perchè non si può rinnegare così il principio della razionalizzazione, senza rinnegare tutti i sistemi esistenti.

Se è impossibile avere le misure sferiche tanto in elettricità quanto in magnetismo, è invece possibile averle entrambe razionali. E allora appare in evidenza la simmetria assoluta delle formule elettriche e magnetiche, simmetria mancante nei sistemi ordinari.

17. Riprendiamo ora il circuito elettrico e quello magnetico, e supponiamo che siano « allacciati » fra loro, in modo che l' energia perduta dall' uno sia acquistata dall' altro. Allora le due attività W sono eguali e di segno contrario, e le due equazioni dell' energia si possono scrivere simultaneamente:

$$\pm e\, i = \mathrm{W} = \mp f g.$$

Ma i due circuiti sono ora riuniti in un solo *circuito elettromagnetico*, di modo che dobbiamo aggiungere le due

equazioni caratteristiche dell' elettromagnetismo, dette circuitali:

$$e = \mp g \qquad f = \pm i .$$

Abbiamo così un sistema di quattro equazioni, di cui una è conseguenza delle altre tre, e possiamo quindi anche dire, di tre equazioni, considerando le prime due come una sola. Queste tre sono veramente fondamentali, perchè necessarie e sufficienti per fondare tutta la teoria matematica dell' elettromagnetismo. Esse formano la base centrale e necessaria della teoria, mentre le formule di Coulomb ne rappresentano invece le due ali estreme. Ripeto, base necessaria, perchè la prima equazione non è altro che l' espressione elettromagnetica del principio dell' energia, e le altre due, nella scienza più moderna, si considerano semplicemente come definizioni.

Osservo, di passaggio, che basterebbe applicare alle formule ora scritte dei differenziatori di spazio simili a quelli di Hamilton-Tait, per trasformarle in equazioni differenziali del campo, del tipo più generale, che include anche le equazioni di propagazione delle perturbazioni elettromagnetiche, e quelle della luce. Ma pel nostro scopo attuale è meglio ritenerle sotto forma concreta.

18. Le tre equazioni che abbiamo formato contengono esplicitamente le quattro unità concrete fondamentali dell'elettromagnetismo, f. e. m., f. m. m., corrente elettrica e corrente magnetica. Ma queste unità sono ivi eguagliate a due a due. Le unità fondamentali vengono quindi ridotte a due sole — una comune per la f. m. m., e la corrente elettrica, — un' altra comune per la f. e. m. e la corrente magnetica. E il loro prodotto dev' essere eguale all' unità meccanica di potenza.

Rimane così infine un elemento arbitrario e uno solo. Questo elemento arbitrario è appunto quello che negli antichi sistemi veniva determinato assegnando uno speciale valore a una delle costanti dell' etere libero. Ma ragioni di carattere generale ci hanno indotto a rinunciare alle restrizioni di questa natura. Possiamo di ciò approfittare per fare una scelta

arbitraria della prima coppia di unità, e farle coincidere con unità pratiche già esistenti.

E se come unità di potenza meccanica riteniamo il *watt*, possiamo insieme ritenere come unità elettromagnetiche fondamentali il *volt* e l' *ampère*.

E precisamente avremo:

Forza elettromotrice = **volt** = *Corrente magnetica;*
Corrente elettrica = **ampère** = *Forza magnetomotrice;*

e la duplicità di uso di queste unità è il fondamento del carattere simmetrico del sistema razionale di misure.

Facendo il prodotto delle quantità scritte nelle righe precedenti, ricaviamo:

Attività elettrica = **watt** = *Attività magnetica*

e in doppio modo otteniamo l' unità di potenza meccanica.

19. Un sistema completo di misure si deduce dalle quattro fondamentali che abbiamo riferito alle due unità *volt* e *ampère*.

Questo sistema è razionalizzato. In esso, le misure di f. e. m., di corrente magnetica e di corrente elettrica rimangono definite come nel sistema ordinario. Solamente la definizione di f. m. m. è variata, essendo corretta dal fattore 4π. Ma per la nuova misura di f. m. m. non si richiede alcuna unità nuova; ci basta misurare la f. m. m., con l' *ampère*, che già esiste come unità di corrente. E questa unità razionale si trova già in uso presso i pratici sotto il nome (improprio) di *amp.-giro;* ancora una volta la pratica ha preceduto la teoria.

Ora possiamo prevedere come sarà costituito l' intero sistema. Le misure derivate dalla f. e. m., corrente magnetica e corrente elettrica, rimarranno come nel sistema ordinario; quelle derivate dalla f. m. m. saranno prive del 4π, ma prenderanno riferimento ad altre unità già esistenti.

20. Le unità concrete di elettricità e magnetismo si deducono tutte combinando fra loro le unità *volt* e *ampère* e l'unità di tempo, il *secondo*.

Moltiplicando un *volt* per un *secondo*, si ottiene quella unità che è stata denominata *weber* dall'Associazione Britannica; e avremo:

Flusso magnetico = **weber** = *Impulsione elettromotrice*,

e il doppio significato di questa unità è illustrato quando si esplora un campo magnetico per mezzo di una bobina d'induzione.

Moltiplicando un *ampère* per un *secondo*, si ottiene:

Quantità d'elettricità = **coulomb** = *Impulsione magnetomotrice*,

e qui l'illustrazione fisica dell'identità si ritrova misurando la carica di un condensatore per mezzo di un galvanometro balistico.

21. In un circuito elettrico conduttore, entra in considerazione il rapporto fra f. e. m. e corrente elettrica, cioè:

Resistenza elettrica = **ohm** = *volt.* : *amp.*

e il rapporto inverso è:

Conduttanza elettrica = **mho** = *amp.* : *volt.*,

e in queste unità si misurano anche le reattanze, rattenenze, suscettanze, ammettenze dei circuiti a corrente alternata.

Se fossero conosciuti dei corpi magneticamente conduttori, definiremmo analogamente la resistenza magnetica in *mho*, e la conduttanza magnetica in *ohm*, e avremmo scritto il quadro di reciprocità in forma completa. Ma queste relazioni sono per ora, solamente teoriche, e possono al più presentarsi in considerazione, a scopo di calcolo, nei circuiti magnetici a corrente alternata.

22. Quando un circuito elettrico non è conduttore, ma dielettrico, entra in considerazione il rapporto fra quantità d'elettricità e f. e. m.

A questo rapporto si dà volgarmente il nome di *capacità*, ma scientificamente dovrebbe dirsi *induttanza elettrostatica;* l' unità di misura è :

farad = *coulomb* : *volt* = *secondo-mho.*

Il rapporto inverso prende il nome di *reluttanza elettrostatica;* la unità di misura è :

$$\textbf{farad}^{-1}$$

e non ha mai ricevuto nome speciale.

La induttanza e reluttanza elettrostatica sono state denominate rispettivamente *permettenza* ed *elastanza* da Heaviside; ma forse questi nomi si prestano a qualche obbiezione.

23. Analogamente in ogni circuito magnetico (che non è mai magneticamente conduttore), si considera il rapporto fra flusso magnetico e f. m. m., al quale si dà il nome di *permeanza.*

In relazione alla misura di f. m. m., anche questa misura viene alterata rispetto all' uso ordinario. Ma eviteremo ogni confusione, riservando il nome di permeanza alla misura fatta col sistema ordinario, e quello di *induttanza magnetica* alla misura razionale.

L' unità razionale di induttanza magnetica è :

henry = *weber* : *amp.* = *secondo-ohm.*

Tanto la denominazione di induttanza quanto l'unità *henry* sono già state ammesse nell' uso ordinario, a proposito dei coefficienti di self-induzione dei circuiti elettrici.

Ma il legame fra le due definizioni sta quì, che il coefficiente di self-induzione di un circuito è uguale, in misura razionale, alla induttanza [1]) del circuito magnetico su cui sta avvolto (con un coefficiente m^2 se l' avvolgimento è ripetuto m volte). E anche questa relazione elettromagnetica è messa in evidenza nel sistema razionale.

1) In questo senso si dice " induttanza di un circuito elettrico ", e si allude alla induttanza magnetica, non a quella elettrostatica.

Il rapporto inverso alla induttanza è la *reluttanza magnetica,* la cui unità è:

henry^{-1}

anche questa priva di nome speciale.

Il significato duale delle unità *farad, henry, farad^{-1}, henry^{-1}*, si ottiene interpretandole come coefficienti di self-induzione e come coefficienti di mobilità dei circuiti coniugati; ma non è ora il caso di fermarci più a lungo su queste illustrazioni teoriche.

24. Abbiamo esaurita l'enumerazione di tutte le unità concrete, elettriche e magnetiche del nuovo sistema. Quantunque il sistema sia razionalizzato, non ci è stato necessario introdurre unità nuove, nè mettere in contraddizione simboli o definizioni nuove con le antiche; ma con le stesse unità pratiche già in uso, abbiamo ricostruito uns istema, che fino a questo punto è anche assoluto.

Per completarlo si deve aggiungere alle misure concrete quelle specifiche; e si fa questo, introducendo come riferimento l'unità di lunghezza.

A questo riguardo, si insegna che le unità elettromagnetiche pratiche sono incompatibili con le unità pratiche di lunghezza e di massa, e che per formare in base alle prime un sistema assoluto, si dovrebbe assumere come unità di lunghezza il quadrante, e come unità di massa il 10^{-11} di grammo.

Ora, se si riflette, tutte le relazioni quantitative finora conosciute fra fenomeni elettromagnetici e meccanici si riducono all'equivalenza dell'energia. E quindi il solo legame necessario fra un sistema di misure elettriche e magnetiche e un sistema di misure meccaniche è che l'unità di energia sia comune ad entrambi. L'asserito vincolo che da un sistema elettromagnetico dato farebbe derivare certe unità speciali di lunghezza e di massa è solamente indizio di una limitazione non necessaria, introdotta nel sistema. La limitazione di cui si tratta è appunto quella, da noi rigettata, che attribuiva il valore uno alla costante magnetica dell'etere.

Allora, anche per le due unità meccaniche fondamentali, lunghezza e massa, rimane arbitraria la scelta, sotto la condizione che riproducano il *watt* come unità di potenza meccanica.

25. Fra le unità attualmente in uso nella pratica, il *metro* e il *chilogrammo* (e non altre) soddisfano appunto a questa condizione.

Le possiamo dunque mettere in relazione con le unità elettriche e magnetiche già enumerate, per formare un **sistema assoluto Metro-Chilogrammo-Secondo.** Questo sistema, che comprende simultaneamente misure elettriche, magnetiche e meccaniche, è interamente composto con le unità pratiche usuali, ed è interamente razionalizzato, cioè non solamente libero dal 4π, ma da ogni distinzione fra misure « elettrostatiche » ed « elettromagnetiche ». Esso è anche l'*unico* il quale soddisfaccia simultaneamente a tutte queste condizioni.

Per uniformarvisi non vi ha che attenersi all' uso invariabile di tutte le unità pratiche, come le abbiamo quì enumerate, per qualsiasi misura scientifica o tecnica senza eccezione. E con riferimento sottinteso a queste unità, le formule matematiche di elettricità e magnetismo si potranno e dovranno scrivere secondo insegna la teoria razionale; dovranno in esse figurare sempre esplicitamente le costanti dei mezzi, e non mai il fattore irrazionale.

Il sistema C. G. S., con questo, perde ogni ragione di esistere; ma non credo che il suo abbandono sarà lamentato da alcuno.

26. La soluzione quì proposta ha un punto di contatto con quella di Fessenden, in quanto che questo autore ammette anch' egli di abbandonare il tradizionale valore uno della costante magnetica dell' etere.

Ma, nei due casi, questo abbandono è informato a diversi motivi. Il Fessenden attribuisce alla detta costante il valore 4π, per ripristinare fra le formule razionali e i diversi sistemi di misure teorici e pratici, lo stesso parallelo di relazioni

che si ammette ordinariamente. Il valore 4 π, nel suo sistema, figura sempre come un numero puro, la cui vera ragione di esistenza è di neutralizzare quello insito nella definizione delle unità C. G. S., modificando il minor numero possibile di queste ultime.

Il sistema qui esposto è invece inspirato al principio che la vera razionalizzazione deve comprendere l'unificazione delle misure elettrostatiche ed elettromagnetiche, e quindi entrambe le costanti devono figurare come quantità fisiche, di valore arbitrario, e con dimensioni proprie, non riducibili a quelle di lunghezza, massa e tempo [1]). Noi approfittiamo di questo principio, non solamente per eliminare il 4 π, ma per rendere indipendenti le unità fondamentali meccaniche da quelle elettromagnetiche, e quindi formare con le unità pratiche un sistema assoluto.

27. Per dedurre nel nuovo sistema dalle unità concrete di elettromagnetismo quelle specifiche, si metteranno in rapporto le prime col metro, metro quadrato, metro cubo.

La *forza elettrica* si misurerà dunque in **volt per metro lineare**; la *forza magnetica*, in **ampère per metro lineare.** Scrivendo le formule matematiche, deve tenersi conto che la misura razionale di forza magnetica differisce dall'antica per l'eliminazione del divisore 4 π; per evitare ogni confusione, si può usare il simbolo F per la prima, in luogo del simbolo H, ordinariamente scritto per la seconda.

Si misurerà l'*induzione elettrica* spostamento elettrico, in **coulomb per metro quadrato**; l'*induzione magnetica* in **weber per metro quadrato**; le *intensità specifiche* di corrente elettrica e corrente magnetica, rispettivamente in **ampère per metro quadrato** e in **volt per metro quadrato.**

Dal rapporto fra forza elettrica e intensità specifica di corrente si ricava la resistenza per unità di volume o *resistività*, che sarà misurata in **ohm-metri,** e così di seguito.

1) Le due costanti sono peraltro legate da una relazione mutua. Nel sistema razionale le dimensioni fondamentali sono *quattro*, e cioè L, M, T, e in più una qualunque elettromagnetica.

Nessuna delle unità specifiche ha ricevuto mai nomi speciali, nè è necessario introdurli ora. Si chiameranno semplicemente « unità assolute M. Kg. S. ».

28. Infine, la misura delle costanti elettromagnetiche fondamentali di un mezzo si ricava nel modo seguente:

La costante elettrostatica, o *induttività elettrica* di un mezzo si definisce come il rapporto fra l' induzione elettrica e la forza elettrica in quel mezzo, e si misura quindi in **farad per metro lineare.** Il simbolo $\varkappa$ si usa per indicare questa quantità.

La costante magnetica o *induttività magnetica* di un mezzo si definisce come il rapporto fra l' induzione magnetica e la forza magnetica in quel mezzo, e si misura quindi in **henry per metro lineare.** Propongo di riserbare il simbolo λ per la quantità così definita [1]).

Ma le induttività, elettrica e magnetica, di una sostanza si possono anche definire come l' induttanza, rispettivamente elettrica e magnetica, di un cubo avente per lato l' unità di lunghezza. Così l' induttanza elettrostatica (capacità) di un condensatore e l' induttanza magnetica di un nucleo magnetico vengono rispettivamente espresse da:

$$K = \varkappa \frac{\Sigma}{s}, \qquad L = \lambda \frac{\Sigma}{s}$$

dove, in entrambi i casi, Σ è la sezione, s lo spessore del corpo o nucleo indotto.

29. Deve essere richiamata l' attenzione sul fatto che nel nuovo sistema di misure (a differenza di ogni altro conosciuto), nessuna delle unità ha una grandezza anormale.

È quindi istruttivo vedere finalmente da quali valori particolari siano misurate le due costanti $\varkappa_0$ e λ_0 dell' etere libero.

1) In luogo dell' *induttività* si aveva nel sistema irrazionale la *permeabilità*. Conviene conservare questa parola, come pure il simbolo μ, nella loro antica significazione, cioè ad esprimere il rapporto fra la induttività di una sostanza e quella dell' etere. Il nuovo simbolo λ è scelto in armonia con L, induttanza magnetica, come $\varkappa$ con K, induttanza elettrostatica.

Si ricava:

$$\varkappa_0 = 0,000\,000\,000\,008\,842$$

$$\lambda_0 = 0,000\,001\,256\,637\ .$$

Questi valori così diversi dall' unità non sono un'anomalia del sistema, ma esprimono un fatto fisico vero. Essi ci dicono che l' etere libero ha una suscettività estremamente piccola per le azioni elettrostatiche e magnetiche, ma di gran lunga più piccola per le prime che per le seconde.

L' uno o l' altro di questi fatti, o entrambi, erano oscurati negli antichi sistemi di misure. E si comprende ora perchè in tutti questi sistemi, l' avere attribuito il valore uno a qualcuna delle costanti dell' etere abbia avuto per effetto inevitabile d' imporre ad altre unità grandezze anormali.

30. In ogni caso, i valori di $\varkappa_0$ e λ_0 così lontani dall'unità si giustificano quando si riflette alla relazione loro con la straordinaria velocità di propagazione delle perturbazioni elettromagnetiche nell' etere libero.

E infatti, i valori ottenuti soddisfano alla relazione:

$$(\lambda_0 \varkappa_0)^{-\frac{1}{2}} = 3.10^8.$$

Dato il significato fisico preciso attribuito a λ_0 e $\varkappa_0$ nel sistema razionale, anche l' interpretazione di questa formula non è difficile.

Nel sistema razionale, quindi, dalle misure elettromagnetiche non si ricava più il valore di π, ma bensì quello della velocità della luce.

Osservazioni del Prof. Luigi Donati.

Il sistema proposto dall' Ing. Giorgi mi sembra felicemente ideato, e credo che la sua adozione segnerebbe veramente un progresso.

Ma l' esposizione che ne fa il Giorgi stesso (sia detto senza intendere di menomarne il merito) non mi pare la più propria.

Secondo me, egli piglia le cose troppo dall'alto, e v'intromette speculazioni che si potevano lasciare da parte, e non giovano alla chiarezza. La questione, ridotta a quelli che a me paiono i suoi veri termini e che cercherò qui sotto di riassumere, appare molto più semplice e piana.

La legge di *Coulomb* fornisce per la forza f esercitata alla distanza r, in un mezzo isotropo ed omogeneo, fra due *masse* elettriche o magnetiche rappresentate dai numeri e, e' o rispettivamente q, q':

$$r^2 f = \frac{e\,e'}{\alpha}, \qquad r^2 f = \frac{q\,q'}{\beta}$$

dove α e β sono coefficienti che variano da mezzo a mezzo e stanno a rappresentare la misura di due quantità fisiche corrispondenti a due proprietà intime possedute in diverso grado dai diversi mezzi. Se si tratta di masse determinate e di un mezzo determinato, $r^2 f$ ha per ogni data terna di unità fondamentali L, M, T in ambedue i casi un valore determinato, onde risulta determinato il valore di $\frac{e\,e'}{\alpha}$ e di $\frac{q\,q'}{\beta}$, oppure di $\frac{e^2}{\alpha}$ e $\frac{q^2}{\beta}$ se si tratta di masse uguali. Ponendo $\alpha = \varepsilon\,\alpha_0$, $\beta = \mu\,\beta_0$ dove α_0 e β_0 sono i valori relativi al mezzo normale (costante elettrica e costante magnetica dell'etere) ed ε, μ esprimono puri rapporti numerici (capacità specifica induttiva e permeabilità rispetto al mezzo normale preso come termine di riferimento), si hanno per il mezzo normale definiti i valori di $\frac{e^2}{\alpha_0}$ e di $\frac{q^2}{\beta_0}$ mediante i rispettivi valori di $r^2 f$, onde risultano definite le unità di $\frac{e^2}{\alpha}$ e di $\frac{q^2}{\beta}$ in funzione delle unità fondamentali: talchè le unità di e e di q vengono a dipendere rispettivamente dalle unità di α e di β o, ciò che torna lo stesso, dai valori attribuiti ad α_0 e β_0, e viceversa. Avuto riguardo alle relazioni che intercedono fra le varie quantità elettriche, come fra le quantità magnetiche, ne segue che il gruppo delle unità elettriche può derivarsi dalle tre unità fondamentali L, M, T e da una delle unità del gruppo, che può anche essere quella di α, la quale può poi essere definita mediante il valore attri-

buito ad α_0; e similmente il gruppo magnetico può derivarsi dalle tre unità fondamentali e da una delle unità magnetiche, che può essere quella di β definibile mediante il valore attribuito a β_0.

Si hanno così due gruppi paralleli e indipendenti. Ma a collegarli fra loro interviene una relazione proveniente dal nesso elettromagnetico. Questa può desumersi dalla legge di *Biot* e *Savart*, la quale dà per la forza $d\,f$ esercitata alla distanza r, in un mezzo isotropo ed omogeneo, sopra un polo q' da un elemento $d\,l$ di corrente d' intensità I

$$\frac{r^2\,d\,f}{d\,l} = \frac{q'\,\mathrm{I}}{\gamma}\ \mathrm{sen}\,(r\,d\,l)\,,$$

dove γ rappresenta la misura di una quantità fisica, come sopra α e β, con questa differenza, che il suo valore non varia da mezzo a mezzo, ed è quindi una costante universale (costante elettromagnetica). Ne risulta una dipendenza fra le unità di I (e quindi di e), di q e l' unità di γ (o il valore attribuito a γ), in quanto che $\frac{q'\,\mathrm{I}}{\gamma}$, nel caso di $\mathrm{sen}\,(r\,d\,l) = 1$, deve essere espresso dallo stesso numero di $\frac{r^2\,d\,f}{d\,l}$, che se si tratta di una corrente determinata e di un determinato polo, ha per ogni data terna L, M, T un valore determinato. E poichè d' altra parte le unità di e e di q dipendono alla loro volta, come si è detto, da quelle di α e β, ne viene pure una dipendenza fra le unità di α, β, γ o fra i valori delle tre costanti α_0, β_0, γ, la quale, come si sa, è espressa da

$$\frac{\gamma}{\sqrt{\alpha_0\,\beta_0}} = v$$

dove v rappresenta la misura della *velocità critica*. In virtù di questa relazione, l' assegnazione dell' unità o del valore di γ equivale all' assegnazione di una delle unità elettriche o magnetiche.

Dal punto di vista moderno che poggia sui concetti associati di *forza* e *induzione* rispettivamente elettrica e magnetica e di *corrente elettrica* e *forza magnetomotrice*, le rela-

zioni fondamentali piuttosto che dalle leggi di *Coulomb* e di *Biot* e *Savart* sono rappresentate dai teoremi di *Gauss* e di *Ampère,* che, mentre per mezzi omogenei sono equivalenti alle leggi stesse (dalle quali in tal caso possono dedursi, come viceversa quelle possono dedursi da questi) sono però più generali, non essendo come quelle subordinate alla condizione dell' omogeneità, e si riguardano come espressione di fatti fondamentali da cui, nel caso di mezzi omogenei, risultano le leggi in discorso come manifestazioni particolari. Quei teoremi ricevono la loro più semplice espressione definendo l' *induzione elettrica* e l' *induzione magnetica* come il prodotto della forza elettrica e magnetica rispettivamente per $\frac{\alpha}{4\pi}$ e $\frac{\beta}{4\pi}$ e chiamando *induzione elettromagnetica* il prodotto per $\frac{\gamma}{4\pi}$ della forza magnetica associata ad una corrente la cui *circuitazione* (integrale per una linea chiusa corrente) costituisce la *forza magnetomotrice*, con che $\frac{\alpha}{4\pi}$ e $\frac{\beta}{4\pi}$ vengono a rappresentare la misura dell'*induttività elettrica* e dell' *induttività magnetica* del mezzo che si considera, e $\frac{\gamma}{4\pi}$ la misura dell' *induttività elettromagnetica* uguale per tutti i mezzi. Allora le relazioni fondamentali vengono a significare semplicemente l'eguaglianza dei numeri che rappresentano le masse elettriche e magnetiche e l' intensità delle correnti elettriche a quelli che rappresentano rispettivamente i *flussi* d' induzione, elettrica e magnetica e la *circuitazione* dell' induzione elettromagnetica, notando in ordine a quest'ultima che all'eguaglianza della forza magnetomotrice moltiplicata per $\frac{\gamma}{4\pi}$ all' intensità della corrente elettrica fa riscontro l' eguaglianza reciproca del prodotto per lo stesso $\frac{\gamma}{4\pi}$ della *forza elettromotrice* associata ad una *corrente magnetica* (variazione del flusso d'induzione magnetica), all' intensità di questa (con segno cangiato).

Ponendo

$$\varkappa = \frac{\alpha}{4\pi}, \quad \lambda = \frac{\beta}{4\pi}, \quad \omega = \frac{\gamma}{4\pi},$$

cioè indicando con $\varkappa$, λ, ω le induttività predette (e avvertendo che $\varkappa_0$, λ_0, ω soddisfano alla stessa relazione $\frac{\omega}{\sqrt{\varkappa_0 \lambda_0}} = v$ di α_0, β_0, γ) si elimina formalmente il 4π dalle predette relazioni fondamentali e conseguentemente dalle equazioni che ne discendono.

Ciò posto, tutti i cosidetti sistemi *assoluti* di unità elettromagnetiche hanno per base in sostanza l'assegnazione diretta o indiretta di *due unità*, l'una del gruppo elettrico e l'altra del gruppo magnetico, da cui in unione con la terna fondamentale si derivano poi le altre unità. Per assegnazione indiretta qui s'intende quella che risulta dall'assegnazione del valore di qualcuna delle tre costanti suddette (secondo il Giorgi, il quale, pel modo con cui introduce l'espressione del nesso elettromagnetico, viene a porre implicitamente *a priori* $\omega = 1$ o $\gamma = 4\pi$, resta da assegnare un'unità soltanto). A seconda poi della scelta delle due unità in discorso, viene naturalmente a variare la dipendenza delle altre unità da quelle della terna fondamentale, onde anche le loro dimensioni rispetto a L, M, T si presentano diverse nei diversi sistemi. Specificando, si vede che si possono assegnare i valori di due quali si voglia delle tre costanti α_0, β_0, γ, o assegnare l'unità di elettricità, o in generale una del gruppo elettrico, ed il valore di una delle costanti che non sia α_0, ovvero l'unità di magnetismo, o un'altra del gruppo magnetico, ed una delle costanti che non sia β_0; o infine assegnare un'unità del gruppo elettrico ed una del gruppo magnetico. La scelta è in sè perfettamente arbitraria, ma può essere subordinata a considerazioni di opportunità; e lo stesso dicasi della scelta della grandezza delle unità fondamentali L, M, T.

I sistemi più importanti finora usati si riferiscono alla terna *c. g. s. (centimetro-grammo-secondo);* e si riducono al sistema di *Gauss* e *Hertz*, nel quale si assume $\alpha_0 = 1$ e $\beta_0 = 1$ (onde segue $\gamma = v$), ed all'ordinario sistema *elettromagnetico* in cui si assume $\beta_0 = 1$ e $\gamma = 1$ $\left(\text{onde segue } \alpha_0 = \frac{1}{v^2}\right)$. Queste assegnazioni, rispondenti perfettamente al punto di vista dell'azione a distanza, si presentano ora come meno conve-

nienti al punto di vista moderno, in quanto che venendo ad aversi nel primo sistema $\varkappa_0 = \frac{1}{4\pi}$, $\lambda_0 = \frac{1}{4\pi}$ e nel secondo sistema $\lambda_0 = \frac{1}{4\pi}$, $\omega = \frac{1}{4\pi}$, ne risulta coll'intervento del 4π una complicazione in tutte le relazioni in cui hanno parte l'induzione elettrica o l'induzione magnetica, col primo sistema, o rispettivamente l'induzione magnetica e l'induzione elettromagnetica, col secondo sistema. Ai due sistemi in discorso si potrebbero contrapporre i corrispondenti sistemi *razionali*, esenti dalla complicazione del 4π e adattati al punto di vista moderno, cioè: al primo sistema, il sistema in cui si assuma $\alpha_0 = 4\pi$, $\beta_0 = 4\pi$ ($\varkappa_0 = 1$, $\lambda_0 = 1$, $\omega = v$); ed al secondo, il sistema in cui si assuma $\beta_0 = 4\pi$, $\gamma = 4\pi$ $\left(\lambda_0 = 1,\ \omega = 1,\ \varkappa_0 = \frac{1}{v^2}\right)$. In quest' ultimo sistema (che con poche modificazioni è stato introdotto da Heaviside), come in tutti i sistemi per cui $\gamma = 4\pi$, ovvero $\omega = 1$, la forza magnetomotrice associata ad una corrente elettrica e la forza elettromotrice associata ad una corrente magnetica vengono ad essere misurate dagli stessi numeri che rappresentano le rispettive intensità di corrente (e ciò qualunque sia la terna fondamentale), vale a dire che le unità vengono a coincidere: onde segue che ogni unità del gruppo magnetico si può ricondurre ad una del gruppo elettrico e viceversa, e quindi il numero delle unità distinte può venir ridotto a metà.

All' ordinario sistema elettromagnetico *c. g. s.* come pure all' analogo sistema relativo alla terna $10^9\,c.$, $10^{-11}\,g.$, $s.$ si riattacca nel modo noto l' ibrido sistema *pratico* attuale, sui cui difetti, tante volte deplorati, sarebbe qui superfluo intrattenersi. Lascio da parte anche i precedenti tentativi di riforma per parte di *Heaviside* (cui si è accennato di sopra) e poi di altri, che non hanno incontrato favore per le difficoltà derivanti dai mutamenti profondi che essi importerebbero; e vengo senz' altro alle nuove proposte del Giorgi, incominciando da una semplice osservazione che serve a metterne in luce direttamente la portata.

L' osservazione è questa: che il gruppo di unità di uso più corrente nell' elettrotecnica, costituito dalle unità di *elettricità, d' intensità di corrente elettrica, di forza elettromotrice, di resistenza, di capacità, di induttanza,* è di per sè pienamente determinato, in qualsivoglia sistema assoluto, per mezzo dell' unità di lavoro, dell' unità di tempo e di una delle unità del gruppo, qualunque sieno del resto L e M (purchè tali da riprodurre quella data unità di lavoro) e le altre unità del sistema. Nel sistema pratico le unità del gruppo suddetto soddisfano alle stesse leggi di dipendenza: onde si vede come sia possibile inquadrarle in un sistema assoluto, che può essere scelto a piacere fra tutti quelli per cui, essendo l'unità di tempo il secondo, l' unità di lavoro risulti uguale al *joule,* ed una delle unità del gruppo coincide colla rispettiva unità pratica, p. es., l' unità di elettricità risulti eguale al *Coulomb.* Scegliere convenientemente un tale sistema per sostituirlo all' attuale sistema pratico; ecco l' idea felice che sta a base delle proposte del Giorgi. Cercando nella serie dei multipli e sottomultipli decimali del centimetro e del grammo i valori di L e M atti a riprodurre il *joule,* si trova in generale $L = 10^{n+2}\,c.$, $M = 10^{3-2n}\,g.$, n denotando un qualunque numero intero positivo o negativo, e tra questi si presenta subito come più semplice e conveniente la scelta corrispondente ad $n = 0$ che dà per L il metro e per M il chilogrammo. Dopo di che, posto che l' unità di elettricità debba corrispondere al *Coulomb,* e dato il modo con cui il Giorgi considera il nesso elettromagnetico, pareggiando forza magnetomotrice e intensità di corrente elettrica, ecc. (il che equivale come si disse a porre $\gamma = 4\pi$ ovvero $\omega = 1$), tutto rimane determinato. E così ne risulta un sistema assoluto e razionale il quale, avendo a comune tutte le unità del gruppo suddetto coll' attuale sistema pratico, può essere vantaggiosamente sostituito a questo senza andare incontro alle difficoltà di un rimaneggiamento troppo incomodo ed oneroso.

Sulla utilità di una tale sostituzione in massima non mi pare possa cader dubbio. Solo può farsi discussione sul modo più conveniente di presentare il nuovo sistema per soddisfare alle esigenze, che in simil caso s' impongono ed agevolarne

l' accettazione per parte della maggioranza degli elettrotecnici. Per es., in ordine alla scelta e alla definizione degli elementi fondamentali, stabilita la terna *metro-chilogrammo-secondo* e postici comunque sulla base $\omega = 1$, si può domandare quale convenga meglio assumere per l' unità che occorre ancora a caratterizzare il sistema e come convenga definirla. Si ha da partire dall' unità di elettricità o di corrente elettrica o piuttosto dall' unità di magnetismo o da altra? E partendo dalla prima, giova meglio far capo ancora ai sistemi classici definendo il *Coulomb* come uguale a 3.10^9 unità elettrostatiche *c. g. s.* o a $^1/_{10}$ dell' unità elettromagnetica *c. g. s.* o definirla empiricamente mediante l' equivalente elettrolitico? E se si parte dalla seconda, si ha da definirla come uguale a $\frac{10^8}{4\pi}$ unità *c. g. s.* oppure definirla mediante l' assegnazione della costante β_0 o della λ_0 (calcolata in modo che l' unità di corrente che poi le viene a corrispondere risulti uguale all' *ampère*: $\lambda_0 = 4\,\pi\,10^{-7}$)? Queste ed altre domande possono farsi: e allo stesso modo può discutersi sui particolari concernenti lo sviluppo effettivo, la qualificazione e denominazione delle singole unità, ecc. Per ciò che riguarda quest' ultima parte dirò solo che a me pare accettabile nelle sue linee generali il quadro presentato dal Giorgi stesso nel suo: Supplemento a « *Unità razionali di Elettromagnetismo* ».

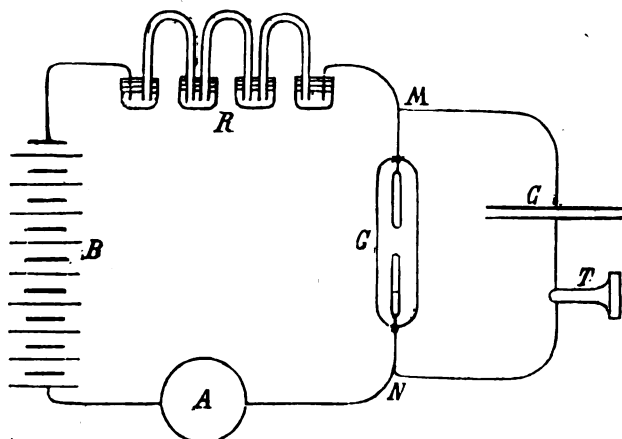
SULLA PRODUZIONE DI SUONI PER MEZZO DELLE SCARICHE NEI TUBI A GAS RAREFATTO E NELLE FIAMME.

Sunto di due Note del Prof. AUGUSTO RIGHI.

I.

La disposizione sperimentale impiegata, e rappresentata dall' annesso diagramma, è assai simile a quella del Duddell [1]) per l' esperienza dell' arco voltaico sonoro; ma il fenomeno acustico, al quale essa dà origine, ha una causa alquanto diversa.

1) The Electrician, pag. 310, december 21, 1900.

All' arco voltaico, dell' esperienza di Duddell, è sostituito un tubo ad aria rarefatta G con elettrodi d' alluminio, e nel

circuito derivato MCN, oltre al condensatore C è inserito un telefono T. La batteria B è composta di 400 piccoli accumulatori, i quali, quando nel circuito BRMNA sia inserita una forte resistenza R, costituita da tubi pieni di una soluzione di solfato di rame, danno una corrente di pochi milliampère, misurata da un milliamperometro A. Quanto al tubo G, esso ha 4 c. di diametro e contiene due elettrodi cilindrici lunghi 5 c. e grossi 0,6, arrotondati alle estremità, uno dei quali è fisso, mentre l' altro può, mediante piccole scosse date al tubo, porsi a diverse distanze dal suo compagno. Però una distanza di circa mezzo centimetro fra gli elettrodi è assai conveniente, dato che l' aria, che li circonda, abbia la pressione di circa un centimetro.

Se si apre il circuito derivato e si chiude il circuito principale, si stabilisce in questo la debole corrente, mentre fra gli elettrodi appare la luminosità ben nota. Se si chiude ora il circuito derivato, qualche volta nulla resta modificato, mentre altre volte si produce invece il fenomeno sonoro; il quale poi con certezza quasi assoluta si produce, se si chiude prima il circuito del condensatore, poi quello degli accumulatori.

Il telefono non è a rigore indispensabile giacchè, anche senza di esso, si ode un debole suono musicale accostando l'orecchio al tubo G o al condensatore. Il telefono giova a rendere questo suono più manifesto; ed infatti il suono, che da esso emana quando è inserito nel circuito derivato, può essere tanto intenso, da essere udito in tutto un vasto ambiente. Questo suono ha in generale un timbro musicale; ma diviene rauco, se gli elettrodi del tubo non sono levigati e puliti.

L'altezza del suono così generato, dipende dalle varie condizioni della esperienza. Essa infatti cresce:

1. diminuendo la resistenza R;

2. aumentando il numero degli accumulatori della batteria B, giacchè non tutti i 400 occorrono sempre per l'esperienza;

3. diminuendo la capacità del condensatore C;

4. diminuendo la distanza fra i due elettrodi entro il tubo G;

5. diminuendo la pressione dell'aria nel tubo stesso.

É dunque possibile variare entro i più estesi limiti l'intermittenza della scarica. Per esempio, facendo R eguale a più decine di migliaia di Ohm, prendendo per C una capacità di qualche decimo di microfaraday, e adoperando il minimo numero possibile di accumulatori, le scariche si succedono tanto lente, da contarsene appena due o tre al secondo. Naturalmente con tale lenta intermittenza non si ode un suono continuo, ma solo un colpo secco nel telefono ad ogni scintilla nel tubo.

Variando nel senso dovuto la capacità, la resistenza, ecc., si ottiene un suono più o meno acuto a piacere, ed anche in successione suoni di diverse e determinate altezze. Per esempio, basta staccare dalla batteria uno dei reofori e toccare con esso ora l'uno ora l'altro degli elementi da cui la batteria è costituita, per ottenere una successione melodica di suoni musicali, e realizzare così uno strumento musicale di nuovo genere.

Nello stesso modo che prima si era fuori dal limite dei suoni udibili, perchè la frequenza delle scariche era troppo piccola, si può oltrepassare l'altro limite e arrivare a fre-

quenze tanto elevate, da far cessare nuovamente la sensazione sonora. Se infatti, ridotta la resistenza R a non essere che di qualche centinaia di Ohm, si prende come condensatore C il noto condensatore ad aria di Epino, i due dischi del quale sieno ad una distanza reciproca di circa mezzo millimetro, il telefono T (che in questo caso occorre abbia un rocchetto a lungo filo onde non dia suoni troppo deboli) fa udire un sibilo acutissimo. Basta allora allontanare leggermente l' una dall'altra le due armature del condensatore, o avvicinare appena l' uno all' altro i due elettrodi nel tubo, ecc., perchè il suono salga tanto in altezza, da uscire dal limite superiore di udibilità. E, come accade in tal caso, se più persone prendono parte all' esperienza, mentre alcune più non odono alcun suono, altre provano ancora la molestia d' un suono estremamente acuto.

Il numero di vibrazioni per secondo del suono ottenuto è di gran lunga minore del numero d' oscillazioni elettriche per secondo del sistema formato colla capacità C e coll' autoinduzione, del resto assai piccola, esistente nel circuito derivato; perciò è esclusa affatto l' idea, che il detto suono abbia l' origine medesima di quello ottenuto da Duddell coll' arco voltaico. Non si tratta dunque di una corrente alternativa, ma di una successione di scariche, di cui parmi si possa render conto nel modo seguente.

Nell' atto in cui si chiude il circuito, la differenza di potenziale fra gli elettrodi del tubo non raggiunge il valore massimo che con un certo ritardo, dovuto a ciò che si forma dapprima una corrente, che carica il condensatore. Ma tale corrente scema prontamente, la differenza di potenziale aumenta, e si forma una scarica del condensatore attraverso il tubo. Al cessare di questa il fenomeno si ripete indefinitamente, ed è chiaro che tale spiegazione, la quale potrà forse essere in seguito completata, rende ragione del modo nel quale la frequenza delle scariche dipende dalla resistenza, capacità ecc. È poi verosimile che con graduali modificazioni delle varie parti dei circuiti si possa passare, dai suoni in tal modo generati, a quelli ottenuti dal Duddell, la cui altezza dipende

dalla frequenza delle oscillazioni elettriche permanenti nel circuito derivato.

Poichè il circuito derivato è percorso da una corrente intermittente, esso potrà dare fenomeni d'induzione, analoghi a quelli osservati da Peuchert [1]) con disposizione simile a quella di Duddell. Basta infatti inserire nel circuito del condensatore il filo grosso di un grande rocchetto di Ruhmkorff, perchè si formino scintille fra i capi del filo indotto. Tali scintille possono essere lunghe oltre un centimetro, quando la corrente principale data dagli accumulatori è di pochi milliampère. Esse decrescono naturalmente in lunghezza quando si aumenta la frequenza delle scariche nel tubo.

Fenomeni affatto simili a quelli descritti si ottengono sostituendo al tubo G la fiamma di un becco Bunsen. Una tale fiamma fu pure adoperata dal Ruhmer [2]) in sostituzione dell'arco voltaico, nell'esperienza dell'arco parlante del Simon [3]). Occorre però rendere abbastanza conduttrice la fiamma, deponendo su una delle lastrine di platino in essa immerse e funzionanti da elettrodi, un poco di cloruro di sodio. La fiamma emette da sola il suono, però con intensità minore, di quella del suono prodotto dal telefono T.

II.

Nelle precedenti esperienze l'autoinduzione del circuito derivato (designando così il circuito del condensatore) fu sempre assai piccola, e sembrò non esercitare sensibile influenza sui fenomeni. Anzi il periodo di oscillazione elettrica del circuito derivato fu sempre di gran lunga minore del periodo delle oscillazioni sonore, circostanza questa che rende indubitato essere questo modo di produzione dei suoni affatto differente da quello della nota esperienza di Duddell.

Ho voluto indagare più tardi quali fenomeni si sarebbero prodotti facendo in modo, che il periodo delle oscillazioni elettriche del circuito del condensatore divenisse eguale all'in-

1) Elektr. Zeitschr. pag. 467, 1901.
2) Physik. Zeitschr., februar 23, pag. 325, 1901.
3) Wied. Ann., t. 64, pag. 233, 1898.

tervallo di tempo che trascorre fra le successive scariche od anche lo superasse. Espongo ora quanto ho ricavato dalle esperienze eseguite a questo scopo, per le quali ho preferito i tubi alle fiamme, perchè queste non danno sempre risultati regolari.

Prima ancora di tentare le esperienze nelle nuove condizioni, ho introdotto però qualche altra variante nella disposizione sperimentale. Così, ho trovato conveniente sostituire agli elettrodi cilindrici di alluminio del tubo ad aria rarefatta, altri elettrodi, e precisamente un filo sottile di platino come anodo, ed un disco piano d'alluminio come catodo. Il filo arriva a piccola distanza dal centro del disco, ed è a questo perpendicolare. Ma è ancora meglio sostituire all'alluminio del mercurio e all'aria rarefatta dell'idrogeno a circa un centimetro di pressione, perchè in tal modo il catodo si conserva pulito e brillante, ciò che assicura la perfetta regolarità dei fenomeni e la purezza dei suoni, col vantaggio ancora del potersi variare a piacere la distanza fra gli elettrodi, semplicemente facendo passare una parte più o meno grande del mercurio in un serbatoio laterale comunicante col tubo.

Ho trovato comodo altresì sopprimere il telefono. Se infatti il condensatore, anzichè essere uno dei soliti assai compatti con armature di stagnuola e dielettrico di mica o di carta paraffinata, consiste in due lastre metalliche sovrapposte, con uno o più fogli di carta da scrivere per separarli, è lo stesso condensatore che produce il suono, che prima veniva generato dal telefono. Questo suono del condensatore può essere tanto intenso, da udirsi benissimo in camere lontane da quelle ove trovasi l'apparecchio.

Volendo, come ho detto più sopra, far sì, che il periodo di oscillazione elettrica del circuito derivato divenisse paragonabile al periodo di tempo richiesto per la carica del condensatore, ho dovuto aumentare l'autoinduzione del circuito derivato inserendovi dei rocchetti da galvanometro a lungo filo.

In queste condizioni il fenomeno presenta caratteri alquanto differenti da quelli del fenomeno precedente e senza divenire identico a quello di Duddell, vi si avvicina grandemente. Infatti, il periodo delle vibrazioni sonore diviene

sensibilmente eguale al periodo delle oscillazioni elettriche calcolato in base alla capacità, all' autoinduzione ed alla resistenza. Esso diviene quindi indipendente, almeno entro certi limiti, sia dalla forza elettromotrice degli accumulatori, sia dalla resistenza del circuito di questi. È però necessario, onde si generi il suono, che tale periodo sia notevolmente maggiore, di quello del suono che si otterrebbe senza rocchetti, tanto che, se nel circuito degli accumulatori esiste una resistenza variabile, è necessario che il valore di questa superi un certo valore limite, onde il suono si sprigioni dal condensatore. Introducendo un fascio di fili di ferro nei rocchetti, il suono diviene più grave, in causa dell' aumento che si produce, così facendo, nell' autoinduzione.

Quest' esperienza costituisce un caso estremo, mentre l'esperienza primitiva ne costituisce un altro. Nell' esperienza attuale il suono è dovuto alle variazioni di potenziale prodotte dalle oscillazioni elettriche ed ha lo stesso periodo di queste, mentre nella prima esperienza il suono è dovuto alla regolare successione delle cariche e scariche del condensatore, ed il suo periodo è eguale all' intervallo di tempo che separa le scariche stesse. Diveniva quindi interessante esaminare i casi intermedi, cioè fare uso di autoinduzione minore di quella dei rocchetti descritti.

Così facendo ho ottenuto fenomeni svariati e singolari e che sembrano richiedere un lungo ed accurato studio per essere spiegati.

Come si poteva prevedere, il numero di vibrazioni del suono dipende tanto dal coefficiente d' autoinduzione del circuito derivato, quanto dalla resistenza e forza elettromotrice del circuito principale; ma tale dipendenza segue leggi certamente complicate. In particolare si osserva questo singolare fenomeno, e cioè, che variando in modo continuo o la resistenza suddetta o l' autoinduzione del rocchetto, anzichè ottenere una variazione continua nell' altezza del suono, si ottengono ad intervalli irregolari delle brusche variazioni di altezza. In altre parole, certi suoni sono possibili, ma non quelli di altezze intermedie. Basta per esempio introdurre, con moto uniforme, un fascio di fili di ferro nel rocchetto formante

l' autoinduzione, per udire una successione di note costituenti una specie di melodia e che si ripetono poi con successione inversa, quando il fascio di fili di ferro si allontana con inverso moto uniforme. Per certe posizioni del fascio basta dare al medesimo uno spostamento minimo, per far saltare il suono bruscamente da una nota all' altra; e non di rado si riesce ad ottenere, fissando il fascio in una di quelle posizioni, una rapida alternativa delle due note, e cioè un vero trillo.

L' esame di questi ed altri curiosi fenomeni sarà probabilmente oggetto di future mie ricerche.

NUOVI FENOMENI MAGNETO-OTTICI PRESENTATI DA SPECIALI SOLUZIONI MAGNETICHE,

per Q. MAJORANA [1]).

Guidato dall' idea di ricercare un analogo del fenomeno Kerr elettrostatico, in un campo magnetico, ho intrapreso ricerche sperimentali le quali mi condussero alla constatazione dei seguenti fatti, facendo agire un campo magnetico su speciali soluzioni magnetiche.

1.° *Birifrangenza magnetica* (soluzione di cloruro ferroso, e ferro dializzato).

2.° Modificazioni dell' assorbimento luminoso di codeste soluzioni *(dicroismo magnetico).*

3.° *Rotazioni bimagnetiche del piano di polarizzazione della luce* (soluzioni di cloruro ferrico contenenti idrati di ferro, e ferro dializzato).

Gli studii di questi fenomeni non sono ultimati. Dirò in questo sunto solo dei primi due.

Birifrangenza magnetica. — Disposizione sperimentale. — Il campo magnetico è generato da un elettrocalamita tipo Weiss (costruita dal Santarelli di Firenze). I suoi poli sono guarniti di espansioni lineari N, S (figura 1) tra le quali è un intraferro di 8 mm. Lunghezza del campo nor-

1) Largo sunto delle Note pubblicate nei Rendiconti dei Lincei.

malmente alle linee di forza, 7 cm. L'intensità del campo al centro è di 18000 u. La vaschetta V è destinata a contenere

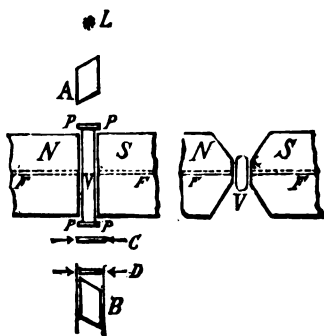



Fig. 1.

il liquido, e le sue due facce P P sono di ottimo vetro, possibilmente non birifrangente. La sorgente di luce è una lampada elettrica a filamento molto brillante, oppure un arco voltaico. Tra il polarizzatore A e l'analizzatore B sono comprese, oltre la vaschetta V contenuta nel campo, due lastrine di vetro C, D. Queste si possono comprimere con apposite viti e possono girare separatamente con le loro montature intorno all'asse ottico del sistema. La lastrina C convenientemente compressa e rotata compensa la birifrangenza accidentale della vaschetta V. Conoscendo lo sforzo di compressione, esercitato sulla lastra D al fine di compensare la birifrangenza che si studia, questa resta misurata.

La lastrina D serve a misurare solo valori della birifrangenza inferiori a $^1/_4$ di lunghezza d'onda nel giallo. Per valori superiori si procede come verrà detto in seguito.

Modo di sperimentare. — Introdotto il liquido nella vaschetta, e regolato il sistema dei nicol e dei compensatori all'oscurità, se il piano di polarizzazione è parallelo o normale alle linee di forza non si vede mai ricomparire la luce eccitando il campo. Ma se quel piano è a 45° sulle dette due posizioni, qualora il liquido sia attivo, una certa quantità di luce traversa l'analizzatore sotto l'azione magnetica. Essa si

può far sparire comprimendo D parallelamente o normalmente alle linee di forza. Questi due casi corrispondono a comportamenti del liquido, sotto l'azione del campo, simili a quelli di cristalli ad un asse parallelo alle linee di forza, rispettivamente positivi o negativi.

Liquidi attivi. — La soluzione di *cloruro ferroso* preparata di recente e non molto concentrata, dà spesso una traccia di birifrangenza positiva. Basta una piccolissima compressione del vetro D, parallelamente al campo per far scomparire la luce. Per 18,000 u. (nella vaschetta V), la differenza di cammino dei due raggi ordinario e straordinario è uguale a circa 2 o 3 centesimi di lunghezza d'onda nel giallo.

Il *ferro dializzato, od ossido ferrico colloidale* presenta in certi casi fenomeni enormemente più marcati. Ecco i varii tipi di questo liquido da me rinvenuti e studiati:

1.° tipo di ferro dializzato attivo. Esso dà una netta birifrangenza positiva, regolarmente crescente col campo. In ogni caso la si può compensare comprimendo D parallelamente al campo.

È questo il tipo più comune, e le ordinarie preparazioni recenti ne forniscono campioni, molto facilmente.

2.° tipo. Si comporta come il primo tipo, colla differenza del segno della birifrangenza; questa è negativa. Questo tipo è piuttosto raro; mi venne offerto da campioni recenti di *Ferro Bravais.*

3.° tipo. Birifrangenza in principio positiva, che si annulla per un certo valore del campo (punto di inversione), e che diviene, al crescere del campo, fortemente negativa *(Ferro Bravais od Erba di almeno 10 anni).*

4.° tipo. Piccola birifrangenza, per solito positiva, mista a *rotazione bimagnetica.* Di questo tipo, raro anch'esso, non ci occupiamo per ora.

La figura 2 dà i diagrammi dei valori della birifrangenza di alcuni campioni di ferro dializzato. Sui due assi si sono riportati i valori della birifrangenza e quelli del campo. La curva (1) si riferisce a ferro dializzato del 1° tipo, preso dal commercio. Diluito alla densità 1,002, esso dà una birifrangenza col campo massimo (18000 u.) di 0,33 λ nel rosso, a 5

o 6 mila u. il fenomeno è inosservabile. I campioni del primo tipo non presentano mai fenomeni più accentuati di questo.

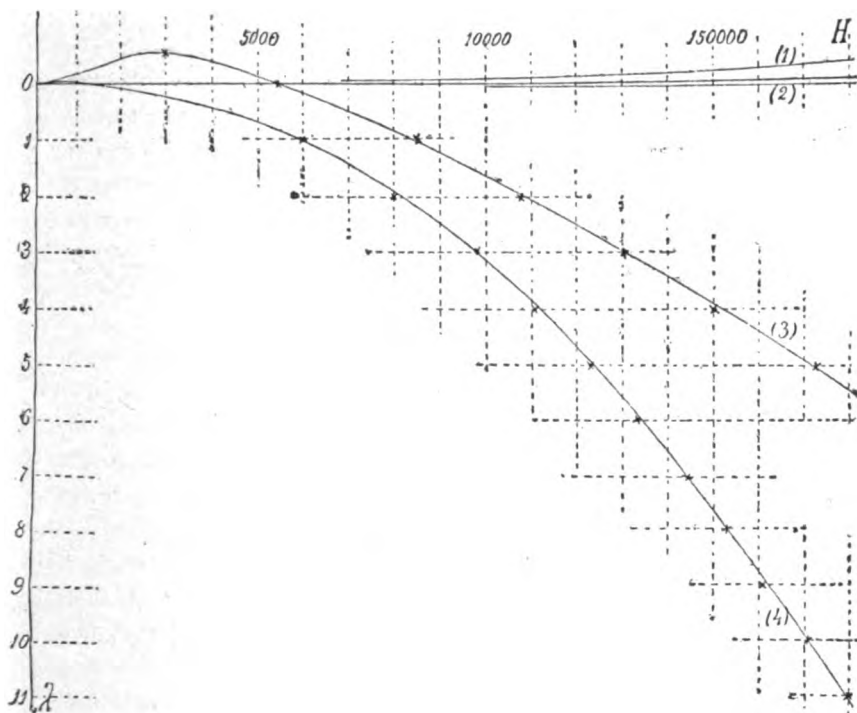



Fig. 2.

La curva (2) analoga, salvo il segno della birifrangenza, alla (1), si riferisce a un campione di ferro Bravais recente.

Le curve (3) e (4) si riferiscono a ferri Bravais vecchi molto attivi; e faccio notare che se si osservano fenomeni marcati, essi sono sempre forniti da campioni del 3° tipo come sono appunto questi.

Consideriamo il ferro della curva (3). Esso fu diluito alla densità 1,001 perchè molto assorbente. A 3000 u. si ha birifrangenza massima positiva (0,6 λ); a 5450 u., si ha il punto di inversione e annullamento della birifrangenza; indi questa passa a valori negativi e va rapidamente crescendo in valore

assoluto. Non si può a tal punto servirsi ulteriormente del compensatore D della fig. 1. Esso si sopprime, si aggiunge uno spettroscopio posto tra l' occhio dell' osservatore e l' analizzatore, e si osserva solo una parte dello spettro di assorbimento (intorno alla linea gialla del sodio). Ciò è necessario giacchè la birifrangenza ha per lo stesso campo, diversi valori per i vari colori. Quando, pel colore anzidetto, il valore della birifrangenza è uguale ad una lunghezza d' onda, si ha oscurità, e al crescere del campo ogni volta che quel valore passa per un numero intero, si vede scomparire la luce. È così che si fanno le seguenti osservazioni:

Campo	0	5450	8500	10725	13075	15000	17250
Birifr.	0	0	λ	2λ	3λ	4λ	5λ

La curva (3) è stata costruita mediante questi dati.

Tutti i ferri dializzati che ho studiato offrono andamenti simili a qualcuna delle curve (1) (2) (3), e credo che la varietà dei fenomeni osservati debba solo spiegarsi studiando l' età dei varii campioni. È quasi certo che se l' ossido ferrico colloidale è vecchissimo e non coagulato, offre fenomeni assai notevoli.

Il fenomeno dell' inversione rende lo studio delle leggi della birifrangenza abbastanza difficile. Se quel punto è basso (curva 4) si possono verificare con buona approssimazione le seguenti leggi mediante l' uso dello spettroscopio, come si è detto:

1.° I valori della birifrangenza β sono sensibilmente proporzionali al quadrato dell' intensità H del campo.

2.° I valori di β sono proporzionali allo spessore l del liquido, normalmente alle linee di forza.

3.° I valori di β sono proporzionali alla concentrazione o più semplicemente a $\delta - 1$, essendo δ la densità del liquido riferita all' acqua.

4.° I valori di β sono inversamente proporzionali al quadrato della lunghezza d' onda λ.

Queste quattro leggi possono riassumersi così

$$\beta = K \frac{l(\delta - 1) H^2 \lambda^2_{Na}}{\lambda^2}$$

dove K è una costante e λ_{Na} la lunghezza d'onda della riga gialla del sodio. Con ciò le birifrangenze osservate vengono riferite a quelle che si osserverebbero pel colore giallo. Pel ferro Bravais della curva (4) $K = -0,0000048$. Ciò del resto è solo approssimato, a causa del punto di inversione. Le misure da me istituite mi hanno fatto classificare come inattivi quei liquidi per cui, in valore assoluto, $K < 2 . 10^{-8}$.

Dicroismo magnetico. — I liquidi adoperati per osservare la birifrangenza magnetica, hanno un potere assorbente della luce molto forte. Era quindi facile prevedere che, sotto l'azione del campo magnetico, tale potere venisse modificato inegualmente nelle varie direzioni e a seconda della posizione del piano di polarizzazione della luce adoperata. La sorgente luminosa è, in queste esperienze, sempre l'arco voltaico. Si osservi lo spettro della luce che riesce a traversare il liquido che ha fornito la curva (3) contenuto nella vaschetta solita. Esso si estende dal rosso sino al verde; il resto delle radiazioni è assorbito. I bordi della regione luminosa, specie quello sul verde, sono abbastanza netti. Le esperienze seguenti possono ripetersi solo se si dispone di liquidi così attivi come il citato.

1. Se il raggio luminoso traversa, come nelle esperienze di birifrangenza, il liquido normalmente alle linee di forza, osservando lo spettro, senza l'uso di alcun nicol, la sua parte luminosa diventa, eccitando il campo, più brillante e più larga. Ciò accade sempre, fuorchè in vicinanza del punto di inversione. Il fenomeno è molto marcato pel campo di 18000 u.

2. Si osservi la luce emessa dalla vaschetta attraverso un nicol, la cui sezione principale sia *parallela* alle linee di forza. Eccitando il campo sino a 3000 u. (birifrangenza positiva massima), essa diminuisce alquanto, e adoprando lo spettroscopio si vede restringere la parte luminosa dello spettro. Questo fenomeno non è molto marcato, giacchè corrisponde al valore $\beta = 0,6\,\lambda$, ma con molta accuratezza si riesce a constatarlo. Per campi maggiori di quello corrispondente al punto di inversione (birifrangenza negativa), e meglio pel campo massimo (18000 u.), la parte luminosa dello spettro si schiarisce in misura marcatissima, e si allarga.

3. Si proceda come in 2, ma ponendo la sezione principale del nicol normalmente alle linee di forza. Per 3000 u. si osserva aumento di luce, ed allargamento della parte luminosa dello spettro. Pel campo di 18000 u. si constata il contrario: diminuzione di luce, e restringimento. Anche qui la prima parte del fenomeno è poco visibile, la seconda è nettissima.

4. Le esperienze 1, 2, 3 lasciano prevedere che anche parallelamente alle linee di forza, si debbano osservare cambiamenti dei valori dell' assorbimento. Si sostituiscano alle espansioni lineari dell' elettromagnete, delle altre coniche forate. La vaschetta è anch' essa cambiata in altra quadrata di 1 cm. di lato, le cui quattro facce verticali di vetro sieno egualmente buone. Con essa si possono dunque fare osservazioni sia normalmente, che parallelamente al campo. Essendo più corto lo spessore del liquido, questo (è sempre quello della curva 3) è adoperato con concentrazione 7 volte maggiore. Studiando con tal disposizione l' assorbimento parallelamente al campo, e senza uso di nicol, inutile per ragioni di simmetrìa, si osservano fenomeni più semplici di quelli in direzione normale. Per birifrangenza positiva (3000 u.) si ha aumento dell' intensità luminosa, ed allargamento dello spettro visibile; per birifrangenza negativa (18000 u.) accade il contrario. In entrambi questi casi la luce che esce dal liquido, sottoposto all' azione del campo, è *luce comune*.

Dall' esperienza 3 si deduce che i bordi dello spettro luminoso, della luce traversante un liquido con birifrangenza positiva, sotto l' azione del campo, e normalmente a questo, *sono nettamente polarizzati nel piano delle linee di forza;* infatti quello spettro si allarga, e l' allargamento, se osservato con un nicol, persiste solo se la sezione principale di questo è normale al campo. Per birifrangenza negativa, l' esp. 2 ci dice che i bordi predetti sono invece polarizzati nel piano *normale* alle linee di forza. Dal confronto delle esperienze 4 con 2 e 3 si deduce infine che: *per birifrangenze positive l' assorbimento osservato parallelamente alle linee di forza, è minore di quello subìto da un raggio propagantesi normalmente, il cui piano di polarizzazione sia normale alle*

linee di forza. Per birifrangenze negative esso è maggiore. A questa conclusione va aggiunta l'altra, dedotta da misure quantitative, di cui ora dirò.

In sostanza si vede che il comportamento di questi liquidi attivi, in un campo magnetico, è del tutto simile a quello di cristalli ad un asse, dotati di dicroismo. Le variazioni dell'assorbimento che si osservano in questi nelle diverse direzioni, corrispondono perfettamente a quelle ora studiate; e per dippiù è da osservarsi, che le attuali esperienze dicono che tanto nel caso di birifrangenza positiva che di negativa, *nella propagazione normale, l'onda più lenta* è *sempre la più assorbita.*

Se il liquido presenta forte birifrangenza, e propriamente se esso è simile a quello della curva (4), sotto l'azione di 18000 u. si possono eseguire misure abbastanza precise degli accennati fenomeni di assorbimento. Per cui esse non sono possibili che nei soli casi di forte birifrangenza negativa. Alla disposizione dell'esp. 4, si aggiunge un fotometro Lummer che serve a misurare l'intensità complessiva della luce traversante il liquido normalmente o parallelamente al campo; lo spettroscopio è dunque eliminato. La sorgente di luce campione è costituita da una fiamma costante, velata da un vetro rosso, onde eguagliare possibilmente le tinte delle due luci. Il liquido adoprato presenta, secondo precedenti osservazioni, una birifrangenza $\beta = 12\,\lambda$, col campo 18000. Detta 1 l'intensità luminosa senza il campo, facendo intervenire l'azione magnetica si ha:

normal. al campo,	senza nicol				int.	1,62
»	»	con nicol con sez. princ.	$\parallel$ al campo		»	2,74
»	»	»	»	$\perp$ »	»	0,54
parallelam.	»	senza nicol			»	0,56

Sicchè: *l'assorbimento subìto da vibrazioni propagantisi parallelamente alle linee di forza, è lo stesso di quello che subiscono vibrazioni propagantisi normalmente, il cui piano di polarizzazione sia parallelo al campo.* Ciò fu constatato per birifrangenze negative, ma secondo ogni probabi-

litá vale anche per birifrangenze positive, benchè in questo caso non si abbiano osservazioni *quantitative* del fenomeno.

Le precedenti misure fotometriche, confermano molto bene il fatto che i fenomeni presentati da cristalli assorbenti, vengono descritti nel modo più semplice, supponendo ne sia caratteristico il solo vettore normale al piano di polarizzazione.

SUL FENOMENO MAJORANA,

di W. VOIGT [1]).

Il Sig. Majorana ha presentato all' Accademia dei Lincei nella seduta del 4 Maggio il primo risultato delle sue osservazioni sopra un fenomeno magnetico analogo all' elettrostatico di Kerr, e mi ha poi comunicato per iscritto i suoi risultati ulteriori. Mi sia permesso di mostrare che i fenomeni osservati si possono facilmente trattare in via teoretica seguendo i principii da me adoperati nella spiegazione dell' effetto Kerr.

La teoria moderna della dispersione opera con grandezze vettoriali K_h, le quali sono caratteristiche delle vibrazioni proprie delle particelle ponderabili — elettroni — e le collega con le forze elettriche K propagantisi nell' etere, mediante relazioni lineari fra le rispettive componenti X_h, Y_h, Z_h e X, Y, Z della forma

$$(1) \qquad X_h + a_h \frac{\partial X_h}{\partial t} + b_h \frac{\partial^2 X_h}{\partial t^2} = \varepsilon_h X \quad \text{etc.}$$

in cui a_h, b_h, ε_h sono costanti.

Si può ora introdurre nelle formole l' azione di un campo magnetico R sopra queste vibrazioni, in via puramente fenomenologica, riunendo le ipotesi: 1° che le equazioni restino lineari nelle componenti di vibrazione; 2° che le forze agiscano solo sopra i vettori *vibranti* K_h; 3° che i termini di aggiunta non implichino consumo di energia. Limitandosi al-

1) Rendic. Acc. Lincei, 15 Giugno 1902.

lora alle derivate, secondo il tempo, del grado più basso si ottengono necessariamente come termini del primo ordine rispetto alle componenti A, B, C del campo i seguenti.

$$c_h\left(C\frac{\partial Y_h}{\partial t}-B\frac{\partial Z_h}{\partial t}\right) \text{ etc.}$$

i quali, come io ho mostrato altrove, contengono la spiegazione dell' effetto Zeeman e dei fenomeni che l' accompagnano. Però essi non sono sufficienti per condurre ai fatti trovati dal Majorana, principalmente perchè l' ordine di grandezza dei parametri c_h è, nei corpi da lui studiati, assai troppo piccolo per dar luogo ad effetti così cospicui.

I termini di aggiunta del secondo grado hanno, colle medesime restrizioni di prima e per ragioni di simmetria, la forma

$$\frac{\partial^2 X_h}{\partial t^2}(A^2 d_h + B^2 d'_h + C^2 d'_h) + \left(\frac{\partial^2 Y_h}{\partial t^2} B + \frac{\partial^2 Z_h}{\partial t^2} C\right) A\,(d_h - d'_h) \text{ etc.}$$

e rappresentano, come pare, i risultati del Majorana in modo soddisfacente sotto tutti i punti di vista. Per mostrarlo, io trascurerò i termini del primo ordine a causa dei fattori c_h, che hanno nel caso attuale valore appena apprezzabile.

Facendo allora coincidere l' asse Z con la direzione del campo, le formole (1) così completate, suonano:

$$(2)\qquad \left\{\begin{aligned} X_h + a_h\frac{\partial X_h}{\partial t} + (b_h + d'_h R^2)\frac{\partial^2 X_h}{\partial t^2} &= \varepsilon_h X \\ Y_h + a_h\frac{\partial Y_h}{\partial t} + (b_h + d'_h R^2)\frac{\partial^2 Y_h}{\partial t^2} &= \varepsilon_h Y \\ Z_h + a_h\frac{\partial Z_h}{\partial t} + (b_h + d'_h R^2)\frac{\partial^2 Z_h}{\partial t^2} &= \varepsilon_h Z \end{aligned}\right.$$

colle quali si dovranno combinare le formole Maxwell-Hertz nell' ipotesi che le componenti di polarizzazione, che compaiono in queste, abbiano i valori $X + \Sigma X_h$, $Y + \Sigma Y_h$, $Z + \Sigma Z_h$.

Da quelle formole si ricava per un' onda piana propagantesi normalmente alle linee di forza i seguenti valori degli indici di rifrazione n_n, n_p, e degli indici di assorbimento $\varkappa_n$, $\varkappa_p$

per vibrazioni elettriche normali e risp. parallele alle linee di forza:

$$(3)\quad \begin{cases} n^2_n(1-\varkappa^2_n)=1+\Sigma\dfrac{\varepsilon_h\vartheta^2\Delta'_h}{N'_h}, & 2n^2_n\varkappa_n=\Sigma\dfrac{\varepsilon_h a_h\vartheta^3}{N_h} \\ n^2_p(1-\varkappa^2_p)=1+\Sigma\dfrac{\varepsilon_h\vartheta^2\Delta_h}{N_h}, & 2n^2_p\varkappa_p=\Sigma\dfrac{\varepsilon_h a_h\vartheta^3}{N_h} \end{cases}$$

in cui

$$(4)\quad \begin{cases} \Delta_h=\vartheta^2-(b_h+d_h R^2), & \Delta'_h=\vartheta^2-(b_h+d'_h R^2) \\ N_h=\Delta^2_h+a^2_h\vartheta, & N'_h=\Delta'^2_h+a^2_h\vartheta^2 \end{cases}$$

e $2\pi\vartheta=\tau$ rappresenta il periodo di vibrazione.

Dunque il corpo, nel campo magnetico, diventa birifrangente e pleocroitico come un ordinario cristallo uniasse. Il Majorana ha potuto infatti, dietro mio consiglio, constatare direttamente questo pleocroismo.

Ammettendo, nei corpi studiati e nel campo delle osservazioni, $\varkappa$ piccolo rispetto all' unità, n_n e n_p poco differenti fra di loro in modo da potere sostituire $2n_0$ ad n_n+n_p (intendendo con n_0 il valore originario, senza campo, dell' indice di rifrazione) e di poi supponendo $R^4\vartheta^4 d_h^2$ piccolo rispetto a $(\vartheta^2-b_h)^2$, si ottiene dalle (3) e (4) con facile riduzione:

$$(5)\quad \begin{cases} n_n-n_p=\dfrac{R^2\vartheta^2}{2n_0}\Sigma\dfrac{\varepsilon_h(\Theta^2_h-a^2_h\vartheta^2)(d'_h-d_h)}{N_h N'_h} \\ n_n\varkappa_n-n_p\varkappa_p=\dfrac{R^2\vartheta^3}{n_0}\Sigma\dfrac{\varepsilon_h a_h\Theta_h(d'_h-d_h)}{N_h N'_h} \end{cases}$$

in cui si è posto $\vartheta^2-b_h=\Theta_h$. Si può interpretare in queste formole la grandezza n_n-n_p come la *misura della birifrangenza* ed $n_n\varkappa_n-n_p\varkappa_p$ come la *misura del pleocroismo.*

Le formole (5) si semplificano di molto, se si ammette che il mezzo sia caratterizzato principalmente da *una* riga d' assorbimento nell' ultravioletto; ciò che si verifica in molti casi. Allora il quoziente fra pleocroismo e birifrangenza prende il valore speciale:

$$(6)\quad \frac{n_n\varkappa_n-n_p\varkappa_p}{n_n-n_p}=\frac{2a\Theta\vartheta}{\Theta^2-a^2\vartheta^2}$$

in cui naturalmente non compare più l' indice h.

Ora segue dalle (3) che senza azione del campo

$$\frac{2 n_0^2 \varkappa_0}{n_0^2 - 1} = \frac{a \vartheta}{\Theta}; \tag{7}$$

se quindi si pone:

$$\frac{2 n_0^2 \varkappa_0}{n_0^2 - 1} = \operatorname{tg} \phi, \tag{8}$$

si avrà

$$\frac{n_n \varkappa_n - n_p \varkappa_p}{n_n - n_p} = \operatorname{tg} 2\phi. \tag{9}$$

Le osservazioni del Majorana hanno condotto alle seguenti leggi per la birifrangenza: che questa è proporzionale al quadrato del campo, proporzionale alla concentrazione delle soluzioni molto diluite ed indirettamente proporzionale al quadrato della lunghezza d'onda.

La prima legge è contenuta senz'altro nella (5); la seconda segue pure da questa, poichè in soluzioni diluite, in cui le molecole attive non agiscono sensibilmente l'una sopra l'altra, a, b, d sono indipendenti dalla concentrazione, ed ε cresce proporzionalmente con questa. La terza segue pure dalla (5), se, come è per solito, la sostanza è caratterizzata in prima linea da righe di assorbimento nell'ultravioletto, giacchè allora Θ_h è sensibilmente proporzionale a ϑ^2, N_h ed N'_h a ϑ^4.

Per ciò che riguarda l'assorbimento, il Majorana ha trovato che all'onda più lenta corrisponde l'assorbimento maggiore. Questo segue in fatti dalla formola (9); poichè siccome nelle sostanze cimentate $\varkappa_0$ era piccolo e $n_0 > 1$, si ha ϕ piccola e quindi

$$\frac{n_n \varkappa_n - n_p \varkappa_p}{n_n - n_p} > 0.$$

RIVISTA

Comptes Rendus. T. CXXXIII, Dicembre 1901.

LAFAY A. *Su una applicazione della camera chiara di Govi per la realizzazione di un apparecchio verificatore dei regoli e dei piani* (pp. 920-921).

PELLAT H. *Metodo per valutare in valore assoluto temperature molto basse* (pp. 921-924). — Dopo avere rilevato l'importanza che avrebbe la valutazione delle basse temperature sulla scala termodinamica, e avere osservato che a tale scopo non possono servire, per ragioni diverse, nè il termometro a gaz, nè il metodo generale indicato da Lippmann, fondato sulle proprietà termiche e meccaniche di un corpo, l'A. mostra come il problema può risolversi tenendo conto del fenomeno Peltier.

Indicando infatti con E la f. e. m., valutate in unità C. G. S., di una coppia termo elettrica, una saldatura della quale è mantenuta a una temperatura fissa mentre l'altra è portata alla temperatura assoluta T da valutarsi, se Π è il coefficiente dell'effetto Peltier, valutato prendendo l'erg per unità di calore, la termodinamica fornisce la relazione, stabilita da lord Kelvin e verificata sperimentalmente da Edlund e da Bellati:

$$\Pi = T\frac{dE}{dT},$$

che può scriversi:

$$\frac{dT}{T} = \frac{dE}{\Pi}.$$

Supponendo di avere valutato la f. e. m. E e il coefficiente Π in funzione delle indicazioni t di un termometro qualunque, in modo da poter porre:

$$E = f(t), \quad \Pi = F(t),$$

essendo f e F due funzioni empiricamente note, e ponendo

$$\frac{f'(t)}{F(t)} = \varphi'(t)$$

si avrà, integrando l' equazione risultante:

$$\frac{d\,T}{T} = \phi'(t)\,dt$$

fra T_0 o t_0 e T o t;

$$L\frac{T}{T_0} = \phi(t) - \phi(t_0)$$

dalla quale si può dedurre T, essendo nota la funzione ϕ.

L'A. mostra infine come si può utilizzare praticamente questo metodo, adoperando come coppia termoelettrica una coppia di ferro zinco, e graduando così un termometro del quale ci si possa servire per le misure correnti, per es., per determinare il punto di ebullizione dell' azoto, dell' idrogeno, etc.

CARVALLO E. *Sull' applicazione delle equazioni di Lagrange ai fenomeni elettrodinamici* (pp. 924-927). — Per determinare il movimento di un sistema di circuiti mobili e le correnti che vi circolano, Maxwell tratta il sistema come un sistema a legami e gli applica le equazioni di Lagrange.

L' espressione adottata per l' energia cinetica si compone di due parti; la *forza viva* propriamente detta della materia ponderabile, e la funzione delle forze elettrodinamiche che costituisce l' *energia elettrocinetica.* In conseguenza, le forze elettrodinamiche e le forze elettromotrici d' induzione sarebbero, non *forze applicate*, ma *forze d' inerzia,* di cui esse infatti hanno il carattere.

L'A. in questa Nota dimostra che se si applicano le equazioni di Lagrange alla ruota di Barlow, esse danno un risultato contrario all' esperienza, e conclude:

1.° L' esperienza della ruota di Barlow mostra che le equazioni di Lagrange non sono sempre applicabili ai fenomeni elettrodinamici, specialmente nel caso dei conduttori a due o tre dimensioni.

2.° Essa offre una grande analogia col roteamento del cerchio.

3.° Essa sembra confermare i due principi fondamentali e correlativi, di Maxwell: *L' energia di un sistema di correnti è un' energia cinetica; le forze elettrodinamiche e le forze elettromotrici di induzione sono forze d' energia.* Questi sono i due principi sui quali insiste Sarrau. Tutto si armonizza con questa ipotesi, tutto contrasta l' ipotesi contraria.

BAGARD H. *Sulla scarica disruttiva negli elettroliti* (pp. 927-929). — In questa Nota l'A. descrive un processo generale semplicissimo mediante il quale, secondo l'A., si ottengono infallibil-

mente scintille negli elettroliti, senza ricorrere a mezzi molto potenti.

Il metodo si basa essenzialmente nel ridurre, per quanto è possibile, le due superfici dei conduttori metallici tra le quali si cerca di far passare la scarica sotto forma di scintilla nel liquido, e nell' impiegare uno dei modi noti della scarica dinamica.

TISSOT C. *Sulla scintilla dell' eccitatore di Hertz* (pp. 929-931). — Dopo avere notato come il dispositivo del Blondlot si presti assai bene nella telegrafia senza fili, l'A. rileva che esso presenta, tra gli altri vantaggi, quello di dare periodi ben determinati e facilmente variabili a volontà.

L'A. ha determinato questi periodi mediante lo specchio rotante e il dispositivo sperimentale già descritto precedentemente.

L' esame micrometrico dalle prove ottenute ha mostrato che le immagini delle scintille successive non sono rigorosamente equidistanti, e che il primo intervallo è sempre più grande degli altri. Secondo l'A., tale intervallo dipende dalla distanza esplosiva e aumenta con essa.

CURIE P. e DEBIERNE A. *Sulla radioattività indotta provocata dai sali di radio* (pp. 931-934). — Provocando la radio-attività indotta mediante una soluzione acquosa di sali di radio, anzichè col radio solido, si ottengono effetti più regolari e insieme più intensi. I diversi corpi solidi acquistano la stessa attività indotta quando siano posti nelle stesse condizioni, in uno stesso spazio attivante. Il loro raggiamento, al pari di quello del sale di radio stesso, si compone di raggi deviabili e non deviabili in un campo magnetico.

Esperienze eseguite dagli A. mostrano che l' attività indotta è indipendente dalla pressione e dalla natura del gas che esiste nello spazio attivante, e dipende essenzialmente dallo spazio libero esistente davanti ai corpi resi attivi. Così i tubi di uno stesso recipiente di vetro sono tanto più luminosi e radioattivi, quanto più sono larghi, mentre le pareti delle parti di forma identica hanno la stessa attività. L' attività limite infine dipende solamente dalla quantità di radio adoprato allo stato di soluzione, e aumenta in un dato recipiente all' aumentare della soluzione attivante.

HEMPTINNE (DE) A. *Influenza delle sostanze radioattive sulla luminescenza dei gas* (pp. 934-935). — L' A. ha mostrato altra volta che un gas, che diventa luminoso a una certa pressione, sotto l' influenza di vibrazioni elettriche, diventa luminoso a una pressione più alta, quando si sottopone nello stesso tempo all' a-

zione dei raggi X, e i fenomeni aumentano d' intensità col peso molecolare del gas.

Simili risultati l'A. ha ottenuto colle sostanze radioattive.

BERTHELOT. *Studi sul radio* (pp. 973-976). — L'A. ha proseguito le sue prove chimiche sul radio, studiando la decomposizione dell' anidride iodica sotto l' influenza di esso, e ricercando l' importanza della fosforescenza e l' ordine di grandezza dell'energia messa in giuoco per l' intervento del nuovo elemento.

Circa la prima parte l'A. ha constatato che la decomposizione dell' anidride iodica non è divenuta manifesta che sotto l' influenza del radio, esercitata senza l' intermediario di carta nera, cioè nelle condizioni in cui si manifesta la fosforescenza del miscuglio. L'A. osserva quindi che le radiazioni che producono quella fosforescenza, per conseguenza di una doppia trasformazione di energia, hanno un' importanza caratteristica.

Circa la seconda quistione l'A. tenendo conto che, secondo Curie e Becquerel, l' energia raggiata da uno strato di materia radio attiva, di 2 mm. di spessore in un centimetro quadrato di superficie, vale 5 unità C. G. S. di energia per secondo, mentre 10^7 unità assolute di tal genere valgono 0,2394 grammi-calorie, ha trovato riferendo que' numeri alla natura, alla superficie, allo spessore messo in giuoco e alla durata dell' esperienza, che la dose di iodio messo in libertà, per la decomposizione endotermica dell' acido iodico, si elevava al più a $^1/_{200}$ di milligrammo. Valore questo che corrisponde all' ordine di piccolezza dei fenomeni da lui osservati.

BECQUEREL H. *Sulla radioattività dell' uranio* (pp. 977-980). — Dopo avere mostrato per una serie di considerazioni che è da escludersi l'idea che l'attività dell'uranio sia dovuta a una piccola quantità di un corpo attivissimo, mentre l' uranio puro sarebbe inattivo, l'A. spiega il fenomeno presentato dai corpi di riprendere l'attività temporaneamente indebolita, colla seguente ipotesi, non contrastante del resto colla maggior parte dei fatti finora osservati.

Conformemente a una ipotesi del Thomson, vi sarebbero due specie di particelle di grossezza diversa, le une circa mille volte più piccole delle altre; separandosi, le più piccole porterebbero cariche negative e acquisterebbero velocità enormi che permetterebbero loro di attraversare i corpi; le altre più grosse, le cui masse sarebbero dell'ordine di quelle degli ioni elettrolitici, sarebbero animate da velocità molto minori: esse non traverserebbero i corpi e si comporterebbero come una specie di gas, formante su tutti i corpi, eccettuati quelli elettrizzati positivamente, un deposito materiale che spiegherebbe i fenomeni di radioattività

indotta e l'identità dell'induzione sui diversi corpi solidi, qualunque sia la loro natura.

Questo deposito di materia sarebbe capace di dividersi a sua volta in particelle più piccole che traverserebbero il vetro, dando i raggi deviabili e non deviabili che si osservano colle sostanze indotte, e sarebbe conseguenza di questa suddivisione molecolare il fatto che la radioattività indotta si dissipa, anche attraverso a un inviluppo di vetro.

L'A. osserva ancora che si potrebbe invocare il fenomeno della messa in libertà degli ioni di una parte delle molecole nelle dissoluzioni per renderci conto dell'aumento del potere induttore di alcuni corpi affini quando essi sono disciolti.

Conclude infine che non si può assimilare a un gas ordinario l'emanazione che produce la radioattività indotta, perchè, secondo le esperienze del Curie, l'equilibrio che si stabilisce in un recipiente chiuso tra la materia attiva e le pareti indotte è funzione della quantità di materia attiva, e non presenta il fenomeno analogo alla tensione massima di un vapore.

D'Arsonval. *Produzione e mantenimento di basse temperature* (pp. 980-983). — Per ottenere una temperatura di —60° l'A. consiglia di adoperare cloruro di metile, posto in un vaso da pile, allo scopo di evitare la necessità di soffiare nel liquido.

Con neve di acido carbonico e acetone, raffreddato prima, si può raggiungere la temperatura di — 115°. Alla neve di acido carbonico si può sostituire neve di acetilene, che si evapora anche più lentamente di essa e a una temperatura più bassa.

Per discendere infine al disotto di — 115°, bisogna ricorrere all'aria liquida, colla quale è possibile ottenere e mantenere costanti tutte le temperature al disotto della temperatura ambiente. Per ottenere quest'ultimo scopo l'A. indica il seguente metodo da lui adottato.

Bisogna prendere un vaso impermeabile al calore e porvi un bagno incongelabile alle più basse temperature. Come vaso l'A. utilizza i vasi d'argento a due pareti, fra le quali si fa il vuoto, che l'A. ha già descritti in una sua Nota del 1898. Come bagno liquido adopra l'etere di petrolio o gazolina del commercio.

Per raffreddare il bagno al grado voluto, basta disporre alla sua parte superiore un piccolo vaso metallico anulare (o una semplice spira di serpentino di stagno) nel quale si lascia cadere l'aria liquida goccia a goccia. Per questo l'A. chiude una caraffa di vetro argentato, contenente aria liquida, con un tappo a due fori, in uno dei quali passa un tubo che s'immerge nel liquido, e nell'altro un tubo corto portante all'esterno un pezzetto di

caoutchouc, che si può stringere più o meno con una pinza a vite.

Chiudendo completamente il caoutchouc, l'aria gassosa che si libera continuamente nella caraffa, esercita una pressione sul liquido che scola violentemente attraverso il lungo tubo: aprendolo invece più o meno si regola la caduta dell' aria liquida e quindi la temperatura del bagno di gazolina.

MOUREAUX T. *Influenza delle correnti vagabonde sul campo magnetico terrestre, all'osservatorio del Parco S. Mauro* (pp. 999-1001). — Non ostante le modificazioni apportate dall' A. agli apparecchi delle variazioni magnetiche, allo scopo di attenuare l'influenza delle correnti vagabonde sulle curve di declinazione e della componente orizzontale, l'esame di queste curve ha mostrato che se esse possono essere ridotte a una finezza relativa coll' impiego di smorzatori, il campo terrestre è nondimeno turbato allo osservatorio del Parco S. Mauro dopo l' impianto dei tramways elettrici, e le perturbazioni si manifestano non soltanto sulla variazione diurna, ma ancora sul valore assoluto degli elementi magnetici.

TOMMASINA T. *Sulla ascoltazione dei temporali lontani e sullo studio della variazione diurna dell'elettricità atmosferica* (pp. 1001-1003). — L'A. ha eseguito una nuova serie di osservazioni di temporali lontani per mezzo dell' elettroradiofono, i cui risultati sono stati identici a quelli già pubblicati nella sua Nota del 26 Novembre 1900.

Per queste osservazioni ha impiegato lo stesso dispositivo già descritto, salvo l'isolamento delle estremità delle antenne, per il quale ha adottato tre isolatori dello stesso tipo degli isolatori di Mascart, uno dei quali era piazzato nella casa, dove venivano a terminare i tre fili dell'antenna. Con tale dispositivo l' A. ha potuto constatare durante un temporale che si avanzava, che *alcuni lampi sembrano dovuti a scariche non oscillanti.*

Avendo in seguito prolungato di 120^m l'antenna centrale, ha potuto ascoltare temporali alla distanza di 200 km. e uno, sul mare, alla distanza di 400 km. Questa grande distanza, a cui possono essere percepiti i temporali, era stata già constatata dal Prof. Boggio Lera all'osservatorio meteorologico di Catania.

Circa la variazione diurna della elettricità atmosferica, l' A. ha constatato i due massimi del mattino e della sera, il primo molto meno accentuato del secondo. Inoltre in queste osservazioni, benchè in numero molto limitato, ha riconosciuto *una diminuzione progressiva dell'intensità del massimo del mattino con tendenza a*

sparire per formare una sola oscillazione avente il suo massimo nelle prime ore della notte.

L' A. infine rileva che un elettroradiofono senza pila in comunicazione per uno dei serrafili a una messa a terra, facile a stabilirsi, e per l'altro collegato con un filo di alluminio a un cervo volante, costituisce un dispositivo ben semplice per le escursioni, specialmente in montagna, allo scopo di studiare le variazioni diurne del potenziale elettrico della atmosfera.

Carvallo E. *Leggi dell'energia elettrica* (pp. 1195-1197). — Dopo avere mostrato nella sua Nota precedente che si ottiene un risultato falso se si calcolano i fenomeni elettrodinamici offerti dalla ruota di Barlow per mezzo delle equazioni di Lagrange, secondo le idee di Maxwell, l'A. osserva che le forze elettrodinamiche e le forze elettromotrici d'induzione, considerate come forze d'energia, sono dedotte da Maxwell dalle equazioni di Lagrange, e che egli non ne dà in alcuna parte una espressione sufficientemente corretta e generale. L'A. torna perciò su questo soggetto, e comincia dall'esame critico dei due seguenti enunciati di Maxwell, modificati nella forma, ma rispettati nella sostanza.

1.° Un elemento conduttore a tre dimensioni, dove la corrente è p e l'induzione magnetica a, subisce una forza ponderomotrice che, riferita all' unità di volume, è rappresentata dallo stesso vettore | [$p\,a$] che rappresenta il parallelogrammo costruito sui vettori p e a.

2.° La f. e. m. indotta in un circuito conduttore, filiforme e mobile, è la derivata cambiata di segno del flusso dell'induzione magnetica a che traversa il circuito mobile.

L'A. osserva che nel primo enunciato, Maxwell comprende la ruota di Barlow; la forza elettrodinamica è attaccata al conduttore, non alla corrente, di guisa che essa sposta la ruota, non la corrente. Quanto al secondo enunciato, esso è esatto per i conduttori filiformi, ma confonde due parti essenzialmente distinte della f. e. m., di guisa che esso diventa difettoso nel caso della ruota di Barlow. La prima parte è dovuta al movimento del conduttore: *questa è l'integrale, lungo il circuito, del vettore* [$x'\,\alpha$] *che rappresenta l'area del parallelogrammo costruito sulla velocità* x' *del conduttore e il campo magnetico* α. La seconda parte della f. e. m. è dovuta alle variazioni magnetiche del campo: *questa è la velocità di variazione, cambiata di segno, del flusso della induzione magnetica* a *limitato dal circuito considerato come fisso.* La somma di queste due parti rappresenta nei due casi, la f. e. m. indotta nel circuito, sia esso filiforme o contenga la ruota di Barlow.

Dalla esperienza di Barlow l'A. deduce quindi i tre enunciati seguenti:

1.° Un elemento conduttore non magnetico, dove la corrente è p e il campo magnetico α, subisce una forza elettrodinamica rappresentata dal vettore $|[p\,\alpha]$.

2.° Un elemento conduttore, non magnetico e in movimento, dove la velocità è x' e il campo magnetico è α, è la sede di una f. e. m. di induzione rappresentata dal vettore $|[x'\alpha]$.

3.° La f. e. m. d'induzione in un contorno chiuso è la somma di due termini, da una parte l'integrale del vettore $|[x\,\alpha]$ lungo il contorno, dall'altra parte la derivata cambiata di segno del flusso della induzione magnetica a che traversa il contorno supposto fisso.

Circa quello che diventano queste leggi quando si considerano sostanze conduttrici magnetiche, dielettriche, elettrolitiche, l'A. rileva che Maxwell ha divinato che, allora, il vettore d'induzione magnetica a rimpiazza il campo magnetico α; la corrente totale n rimpiazza la corrente di conduzione p.

Dopo avere citato alcune verificazioni sperimentali, l'A. conclude domandandosi come ha potuto Maxwell dalle equazioni di Lagrange dedurre le leggi della ruota di Barlow, incompatibili con esse. L'A. lo spiega osservando che egli considera un conduttore filiforme e che le equazioni vi si applicano. Egli trova le due forze $|[p\,\alpha]$ e $|[x'\alpha]$: quindi estende i risultati ai corpi a tre dimensioni senza guardare che, in questo caso, le equazioni di Lagrange non danno le due forze trovate per i conduttori filiformi. L'A. rileva che era importante ciò che egli ha fatto, richiamare la legge sperimentale: *Il raggio verticale della ruota di Barlow subisce gli stessi effetti di un conduttore filiforme.*

THOVERT J. *Su una nuova applicazione di osservazioni ottiche allo studio della diffusione* (pp. 1197-1199). — Allorchè un raggio luminoso penetra orizzontalmente in un vaso parallelepipedo dove siano sovrapposte due soluzioni diversamente concentrate di uno stesso sale, esso è deviato dalla parte della concentrazione più forte, e la sua deviazione è proporzionale alla derivata nel senso verticale dell'indice di rifrazione della soluzione attraversata. La misura di questa deviazione è dunque proporzionale sensibilmente alla derivata della concentrazione.

L'A. ha applicato l'osservazione di queste deviazioni alla verifica delle leggi della diffusione, e alla determinazione delle costanti di diffusione. In questa Nota indica le considerazioni teoriche, verificate dalla osservazione, da cui è partito e si riserva

di esporre il modo sperimentale tenuto e i principali risultati avuti in una Nota successiva.

Pellat H. *Contributo allo studio dei tubi Geissler in un campo magnetico* (pp. 1200-1202). — Nelle sue esperienze l'A. si è servito di tre tubi cilindrici, lunghi circa un metro e del diametro esterno di 17 mm., provvisti di grossi elettrodi in alluminio. Uno di essi conteneva vapori di alcool o di etere e dava belle stratificazioni: un secondo non conteneva che ossigeno rarefatto: il terzo, che dava pure bellissime stratificazioni, conteneva idrogeno mescolato a un po' di azoto.

Il campo magnetico era prodotto da un'elettrocalamita Weiss.

Piazzando uno qualunque di questi tubi tra i poli della elettrocalamita in modo che la sua direzione fosse normale al campo magnetico, l'A. ha osservato il fenomeno già noto per cui la luce anodica si riduce a un minuto filamento attaccato alla parete del tubo, nella parte dove il campo è intenso. Ha osservato di più che, nello stesso tempo, si vedono le stratificazioni restringersi nella parte sottoposta al campo, e tanto più quanto più esso è intenso. Mentre inoltre il campo aumenta e le stratificazioni si accumulano dalla parte dove esso è più intenso, nuove stratificazioni sembrano sfuggire dall'anodo: dal lato del catodo, al contrario, le stratificazioni restano immobili.

In pari tempo l'A. ha constatato che le stratificazioni normali all'asse del tubo, nelle parti non sottoposte all'azione del campo, diventano oblique all'asse nel campo e tanto più quanto più esso è intenso, senza tuttavia che tale inclinazione superi 45°. Il senso di tale inclinazione rimane lo stesso, invertendo il senso della scarica nel tubo, ma cambia se si inverte il senso del campo magnetico.

Il fenomeno si produce bene tanto in un campo uniforme che in un campo non uniforme, in un campo costante che in un campo variabile, e i campi più convenienti per osservarlo variano fra 90 e 170 unità C. G. S.

Un altro fenomeno interessante è stato osservato dall'A. piazzando il tubo nei fori delle espansioni polari, costruite per le esperienze di polarizzazione rotatoria. Producendo in questo caso un campo intenso (2500 a 3000 unità C. G. S.) ha constatato che il fascio anodico diminuisce di diametro e non occupa che circa un terzo della sezione del tubo secondo l'asse, in modo che non tocca più le pareti del tubo.

Dopo avere detto le cause per cui gli sembra difficile spiegare questo fenomeno per un'azione elettromagnetica, l'A. non vede come possibile che un'azione semplicemente magnetica. Dopo

avere quindi rilevato che i gas, se magnetici, devono condensarsi nelle parti di massima intensità del campo, e, se diamagnetici, nelle parti di minima intensità, l'A., osservando che se il fenomeno è facilmente spiegabile per un gas magnetico, come l'ossigeno, non lo è del pari per gli altri gas, come l'idrogeno, si domanda se si deve ammettere che tutti i gas da lui studiati, compreso l'idrogeno, siano magnetici quando sono illuminati dalla scarica.

COMPAN P. *Potere raffreddante e conduttibilità dell'aria* (pp. 1202-1204). — L'A. ha determinato le velocità di raffreddamento. di una sfera di rame annerita di 2 cm. di diametro, piazzata al centro di un pallone di vetro nel quale era introdotta aria secca, a pressioni diverse col metodo e col dispositivo indicato nella sua Nota precedente.

Dulong e Petit hanno dato pel fattore di raffreddamento dovuto all'aria l'espressione $np^c t^b$, p essendo la pressione, t l'eccesso di temperatura del corpo sull'ambiente, n una costante per uno stesso corpo.

L'A. ha determinato i valori di c e b nel caso di due recipienti diversi, con un pallone di 16 cm., poi con un pallone di $8^{cm},3$ di diametro.

Nel primo caso l'A. ha trovato $b = 1,232$, $c = 0,45$, valori identici a quelli dati da Dulong e Petit, finchè la pressione è inferiore a 15 mm. Per pressioni inferiori e decrescenti, entrambi questi valori aumentano.

Col pallone di $8^{cm},3$ per pressioni superiori a 50 mm., i valori trovati per b e c sono più piccoli, essendo $b = 1,154$, $c = 0,30$, ma costanti, al contrario di quanto ha concluso Desains.

L'A. quindi rilevando che, allorchè la velocità v_1 diventa indipendente dalla pressione, si ammette che le correnti di convezione non abbiano più luogo e che il raffreddamento dell'aria sia dovuto alla sua conduttibilità, ha calcolato la conduttibilità K_0 dell'aria a zero, come pure il suo coefficiente di temperatura γ, sottraendo da quelle velocità v_1 le velocità v_2, dovute al raggiamento. Per la conduttibilità infatti K a t gradi ha:

$$K = \frac{P c e}{t . S} (v_1 - v_2),$$

dove P è il peso della sfera $= 38^{gr},539$; c calore specifico del rame rosso $= 0,0968$; e spessore dello strato gassoso $= 3^{cm},15$; S superficie della sfera.

L'A. ha per tal modo trovato che, da 300° a 0°, i valori di K sono sensibilmente rappresentati da una retta che dà, per la

conduttibilità a 0°, $K_0 = 0{,}0000479$ e, per coefficiente di temperatura, $\gamma = 0{,}00130$.

Questo valore di K_0 è identico a quello trovato da altri fisici, mentre quello di γ è più piccolo: esso mostra che, in questo caso, si ha conformemente alla teoria di Clausius, $\frac{K_1}{K_0} = \sqrt{\frac{T_1}{T_0}}$.

Baudin L. *Su un termometro a etere di petrolio* (p. 1207). — Dopo avere notato come l'etere di petrolio impiegato come sostanza termometrica dal Kohlrausch e dal Holborn non resti sempre limpido alle basse temperature dell'aria liquida, l' A. comunica di avere impiegato allo stesso scopo con successo un etere di petrolio più leggero di quello del Kohlrausch e di una densità di 0,647 a + 15°, che è restato incongelato e perfettamente trasparente nell'aria liquida.

Guye A. e **Mallet** E. *Costanti critiche e complessità molecolare di idrocarburi elevati* (pp. 1287-1290). — Dopo aver rilevato l'importanza che presenta la determinazione sperimentale delle costanti critiche per lo sviluppo della teoria generale dei fluidi, gli A. riportano in questa Nota i risultati ottenuti da nuove misure di costanti critiche, che hanno eseguite, scegliendo a preferenza corpi appartenenti a gruppi chimici diversi da quelli studiati fin quì dagli altri sperimentatori, e, fra quelli composti, alcuni a temperature critiche elevate.

Nella seguente tabella sono riferiti i risultati relativi ad alcuni idrocarburi aromatici complessi, i cui primi termini sono già stati studiati dal Young e Altschül.

Nome o formola		Tc	pc	Kc	$a_1 \times 10^4$	$b_1 \times 10^5$	$a \times 10^{-6}$	b
Durena	$C^6H^2(CH^3)^4$.	675,5	28,6	23,62	1046,0	116,4	45,35	242,4
Difenilmet.	$(C^6H^5)^2CH^2$.	770,0	28,2	27,30	1419,0	136,5	38,25	224,1
Bifenile	$C^6H^5-C^6H^5$.	768,6	31,8	24,17	1224,0	119,4	52,81	248,0
Naftalina	$C^{10}H^8$.	741,2	39,2	18,89	886,6	91,49	39,79	193,8

Le temperature critiche sono contate dallo zero assoluto, e le pressioni critiche p_c sono espresse in atmosfere riportate al manometro assoluto.

Per mezzo dei dati critici sperimentali sono stati calcolati i valori delle costanti dell'equazione di stato sotto la forma classica

$$\left(p + \frac{a}{v_2}\right)(v - b) = R\,T.$$

Le quantità a_1 e b_1 si riferiscono all'equazione riferita al volume — unità; a e b alla molecola-gramma nel sistema centimetro cubo atmosfera.

Per caratterizzare poi la complessità molecolare dei detti composti nella fase liquida e nella fase vapore fino al punto critico, gli A. hanno considerato le quantità seguenti:

1.° Il rapporto della rifrazione molecolare $MR = \frac{n^2-1}{n^2+2} \frac{M}{\alpha}$ al coefficiente critico $K_c = \frac{T_c}{p_c}$.

2.° Il rapporto della densità critica reale D_c alla densità critica teorica D.

3.° La costante $f = \frac{\log p_c - \log p}{T_c - T} \cdot T$, espressione nella quale T_c e p_c rappresentano gli elementi critici, T la temperatura di ebullizione sotto la pressione ordinaria p, prossima a 1 atm.

I valori trovati dagli A. per questi tre elementi sono i seguenti:

	$MR : K^c$	$D_c : D$	f
Durena	1,86	4,09	3,17
Difenilmetano	1,96	4,08	3,29
Bifenile	2,05	4,26	3,27
Naftalina	2,22	3,88	3,13

Dopo avere quindi rilevate alcune regole semplici, secondo le quali la conoscenza di que' tre elementi è sufficiente per stabilire, almeno qualitativamente, se un fluido è polimerizzato o no allo stato critico, e, al disotto di questa temperatura, nella fase liquido e nella fase vapore, gli A. concludono che gli idrocarburi da loro studiati devono considerarsi come fluidi normali, la cui grandezza molecolare è ben rappresentata dai loro pesi molecolari usuali M, tra il punto di ebullizione e il punto critico, tanto nella fase liquido che nella fase vapore e fino allo stato critico.

Gli A. rilevano che queste conclusioni sono la conferma e la generalizzazione di ciò che è stato stabilito antecedentemente, ma solamente per intervalli di temperatura limitati, per mezzo della densità di vapore degli idrocarburi, in generale, in quanto riguarda la fase vapore e, più recentemente, per mezzo della misura delle ascensioni capillari in ciò che riguarda la fase liquido.

Carvallo E. *Estensione delle due leggi del Kirchhoff* (pp. 1290-1293). — Le due leggi generali, a cui giunge l'A. e che non sono che l'estensione delle due leggi del Kirchhoff, sono:

1.ª *Il flusso della corrente totale attraverso ogni superficie chiusa è nullo.*

2.ª *La forza elettromotrice che regna in ogni circuito chiuso è nulla.*

NICOLAIÈVE (DE) W. *Su una nuova reazione tra i tubi elettrostatici e gli isolatori* (pp. 1293-1295). — Nel campo elettrostatico che l'A. ha mostrato esistere in seno agli elettroliti durante il passaggio della corrente, i tubi del campo coincidono colle linee della corrente: le materie isolanti, che sono dielettriche per i tubi del campo ordinario, si comportano negli elettroliti come sostanze dielettriche perfette, cioè sprovviste di permeabilità elettrica.

L'A. quindi riporta una serie di esperienze provanti la reazione che si esercita fra le sostanze isolanti e i tubi elettrostatici.

TOMMASINA T. *Sull'esistenza di raggi che subiscono la riflessione, nel raggiamento emesso da un miscuglio di cloruri di radio e di bario* pp. (1299-1301). — L'A. crede di potere affermare la esistenza di raggi che subiscono la riflessione, nel raggiamento emesso da un miscuglio di cloruri di radio e di bario. In questa Nota descrive il dispositivo impiegato e le esperienze eseguite per arrivare a tale conclusione.

GOUY. *Sui massimi elettrocapillari di alcuni composti organici* (pp. 1301-1303). — Col dispositivo già descritto in una sua precedente Nota [1] l'A. ha studiato alcune soluzioni di corpi organici nell'acqua pura, e diversi liquidi organici non contenenti che piccole quantità di acqua.

Per i primi l'A. ha trovato che la depressione cresce meno rapidamente della concentrazione: essa le è pressochè proporzionale per i corpi poco attivi, come l'alcool metilico. Aumentando la concentrazione, la depressione cresce sempre meno, e le ultime quantità di acqua hanno poco effetto.

Con i corpi quasi anidri l'A. ha trovato che il massimo, confrontato con quello dell'acqua, è in generale tanto più basso quanto più questi corpi sono attivi in soluzioni diluite: ma la differenza da un corpo a un altro è, in questo caso, minore che nelle soluzioni diluite. P. BACCEI.

Drude's Annalen, Vol. 5°, N.i 6 e 7, 1891.

VOIGT W. *Intorno ai parametri della fisica dei cristalli e alle grandezze direttive d'ordine elevato* (pp. 241-276). — Nella fisica dei cristalli viene mostrato come il comportamento ottico di quei

1) C. R., 23 luglio 1900.

corpi per ciascuno dei colori sia determinabile per mezzo di tre grandezze normali l'una all'altra, ciò che talvolta è stato espresso dicendo che codesto comportamento (per i corpi non attivi) sia caratterizzato da tre *vettori* fra loro normali. Siccome però tali grandezze, al contrario dei vettori, sono dotate di proprietà uguali in due direzioni opposte, analogamente a certe grandezze dell'elasticità, l'A. aveva già proposto di designarle col nome di *tensori*.

In questa Memoria l'A., prendendo le mosse dal fatto che le componenti dei vettori ordinari si trasformano come le coordinate, allorchè le componenti dei sistemi tripli di tensori sono trasformabili nel modo stesso dei quadrati e prodotti di coordinate, definisce come componenti ortogonali di un sistema di grandezze direttive di ordine n^{mo} le $\frac{1}{2}(n+1)(n+2)$ funzioni trasformantisi come i prodotti resi ortogonali in grazia di appositi fattori numerici di n coordinate ciascuno, il cui numero è pure eguale a $\frac{1}{2}(n+1)(n+2)$. I vettori in questo modo si presentano come grandezze direttive di primo, i tensori di secondo ordine.

I parametri della fisica dei cristalli, ad eccezione di qualche caso di poca importanza, risultano riducibili a delle grandezze direttive d'ordine primo a quarto, molti fenomeni esigendo da soli più di una specie. Le grandezze rispettive sono spesse volte suscettibili di una interpretazione fisica diretta.

HAGENBACH A. *Sulla variazione della conduttività delle soluzioni saline nell'acido solforoso liquido colla temperatura fino al di là del punto critico. Conduzione elettrolitica nei gaz e vapori. Spettri d'assorbimento delle soluzioni di ioduri* (pp. 276-313). — L'A. dalle misure qui riferite, trae la conclusione che le soluzioni saline nell'acido solforoso liquido perfettamente puro siano degli elettroliti e si comportino come tali, se si viene a riscaldarle in vaso chiuso fin oltre la temperatura d'ebollizione assoluta. Tali soluzioni gazzose compresse sono pertanto dotate della proprietà di condurre l'elettricità per mezzo di ioni, ciò che viene dimostrato dall'esistenza di polarizzazione. I vapori sovrascaldati saturi al di sopra delle soluzioni si comportano nello stesso modo. I coefficienti di temperatura nell'intervallo studiato (20°—160° C.) risultano negativi (salvo per l'ioduro di potassio, il quale mostra un massimo di conduttività in vicinanza di 90°) crescenti rapidamente verso la temperatura critica, al di sopra della quale tornano a diminuire. Dall'andamento delle curve di conduttività si riconosce adunque la temperatura critica dall'esistenza d'un massimo di curvatura, senza però che vi sia discontinuità di sorta,

Per le soluzioni qui studiate l' equazione di Arrhenius $\lambda = A e^{-bt} (1 + at)$ non è applicabile fino a temperature vicine alla critica. Determinando la conduttività dei vapori saturi si trova un massimo alla temperatura critica.

Alcune esperienze tentate colle soluzioni acquose dimostrano l' impossibilità di misure esatte a cagione della grande solubilità del vetro ad alta temperatura. Per una soluzione acquosa di vetro fu trovato un massimo di conduttività al di sotto di 310°.

SCHILLER N. *Il concetto della circolazione termica come base del secondo principio della termodinamica* (pp. 313-326). — L'A. designa col nome di parametro termico ogni quantità i cui cambiamenti siano in qualche relazione funzionale coi cambiamenti di temperatura del corpo. Se poi i cambiamenti di parametro d'un corpo sono collegati a quelli d' un altro corpo da qualche relazione funzionale, cosicchè lo stato termico d' un corpo dipenda da quello d' un altro, si dice che entrambi sono in condizione di circolazione termica (thermischer Verkehr) fra loro.

Partendo da questo concetto l'A. sviluppa le nozioni fondamentali della termodinamica, senza ricorrere immediatamente a quella di quantità di calore.

SCHILLER N. *Contributo alla termodinamica delle soluzioni sature* (pp. 326-349). — L'A. considera qui il problema fondamentale della termodinamica applicandolo a due casi, nei quali le componenti di una soluzione entrano nella stessa per via reversibile o ne escono in modo analogo, essendo la soluzione esposta all' azione d' una pressione esterna variabile. Vien pure studiata la questione che si presenta intorno all' influenza della pressione esterna: Nel caso d' un solo corpo disciolto la dissoluzione è determinata dalla pressione esterna, salvo alcuni casi eccezionali, ove avviene separazione per effetto della pressione; ma allorchè due liquidi solventisi scambievolmente formano due soluzioni sature separate fra loro, l' effetto della pressione esterna dipende dalle quantità relative dei due corpi.

SCHUMANN U. *Sopra un procedimento perfezionato per preparare lastre sensibili ai raggi ultravioletti* (pp. 349-375). — È noto come la sensibilità e intensità delle lastre asciutte alla gelatina diminuisca fin dalla lunghezza d' onda 250 $\mu\mu$ verso le onde brevi. L'A. ha altravolta spiegato questo fatto colla trasparenza insufficiente della gelatina. Siccome però il bromuro d' argento, sia puro sia mescolato con piccole quantità di gelatina è privo di quella proprietà, l'A. aveva già indicato un procedimento basato sui fatti sovraccennati per preparare delle lastre sensibili ai raggi ultravioletti, il quale nella forma perfezionata proposta

qui, consiste dei processi seguenti: Preparata e coagulata una emulsione di gelatina al bromuro d'argento contenente molto argento, essa viene lavata, infusa in molta acqua, filtrata e versata su lastre di vetro ben livellate, sulle quali viene a deporsi il bromuro d'argento. Versata via l'emulsione mezz'ora dopo, lo strato sottile di bromuro d'argento rimanente sulla lastra secca rapidamente. Studiato il comportamento spettrale di codeste lastre, l'A. discorre intorno alle possibili applicazioni del suo procedimento alla spettroscopia.

GRAETZ L. *Su di una rappresentazione meccanica dei fenomeni elettrici e magnetici nei corpi in quiete* (pp. 375-394). — L'A. considera l'etere d'accordo colle antiche teorie come un corpo comportantesi al modo di un corpo elastico solido, ascrivendogli le proprietà dategli da Fresnel e Neumann. Nei corpi ponderabili l'etere subisce dalle molecole che contiene un effetto definito manifestandosi come forza antagonista, venendo quella forza considerata nello stato spostato dell'etere e della molecola. Allorchè dalla forza esercitata dalla molecola risulta un cambiamento locale della dilatazione dell'etere, la forza antagonista produce uno spostamento della molecola relativamente all'etere parimenti spostato. La forza or ora definita si manifesta come forza elettrostatica, e le parti del corpo, nelle quali un siffatto stato esiste in modo permanente, sono gli ioni. Coll'ipotesi di quell'effetto reciproco l'A. ottiene pel moto dell'etere intramolecolare le equazioni del Maxwell, essendo le polarizzazioni magnetiche definite dalle torsioni dell'elemento etereo, allorchè le forze elettriche, ad eccezione di quelle elettrostatiche, sono rappresentate dalle velocità delle particelle eteree. L'energia magnetica d'un corpo è l'energia potenziale dell'etere contenutovi, quella elettrica componendosi di due parti, l'energia cinetica dell'etere e l'energia potenziale della materia ponderabile, essendo quest'ultima l'energia elettrostatica del corpo. In questa teoria al magnetismo che è detto magnetismo vero non spetta veruna importanza, potendosi le proprietà magnetiche interpretare per mezzo dell'ipotesi di apposite torsioni molecolari. Ciò che si chiama elettricità vera consiste nella quantità maggiore o minore d'etere contenuta da un volume dilatato o compresso, comparata con quella normale. La corrente elettrica nella teoria sviluppata dall'A. consiste nella trasformazione del moto rettilineo delle molecole in moto termico, essendo la conduttività elettrica intimamente collegata alla conduttività termica e all'attrito interno. Gli stati variabili che si manifestano nei fenomeni d'induzione, nelle vibrazioni di Hertz e in quelle luminose vengono spiegati come fenomeni elastici del-

l'etere intramolecolare. Siccome secondo i concetti di questa teoria l'etere d'ogni molecola è collegato alla molecola stessa, non vi può essere movimento affatto indipendente sia d'etere sia di materia, potendosi i fenomeni elettrici e magnetici nei corpi in moto spiegare senz'altro colle ipotesi introdotte. Onde poi spiegare i fenomeni di dispersione, l'A. propone certe ipotesi addizionali intorno all'effetto scambievole dell'etere e della materia, deducendone subito la teoria della dispersione data dall'Helmholtz.

Questa teoria rappresenta in modo assai semplice i fatti fondamentali dell'elettricità e del magnetismo dei corpi isotropi.

HEYDWEILLER A. *Sopra cambiamenti di peso nelle trasformazioni chimiche e fisiche* (pp. 394-421). — L'A., ripetendo qui le esperienze del Landolt (*Zeitschr. Phys. Chem.* 12, p. 1, 1893), in tre casi soltanto costata cambiamenti notevoli di peso essendo le differenze osservate nei casi rimanenti a pena, se mai, superiori ai possibili errori. Nei casi sopradetti, al pari delle osservazioni di altri sperimentatori, quasi sempre vi è diminuzione di peso, ciò che significherebbe una diminuzione dell'energia esterna libera, la quale forse potrebbe venir misurata con apparecchi calorimetrici molto sensibili.

L'A. non trova relazioni definite fra quei fenomeni e le proprietà fisiche, essendo il solo fatto comune a tutti i casi fin qui studiati la presenza di ioni di H e di OH in quantità notevoli, non essendo però questa una condizione sufficiente pei fenomeni in proposito.

WIEN W. *Ricerche intorno alla scarica elettrica nei gas rarefatti* - II (pp. 421-436). — Mentre numerose ricerche hanno confermato le vedute esposte dall'A. in un articolo precedente intorno al meccanismo delle scariche elettriche nel caso dei raggi catodici (negativi), il comportamento dei raggi positivi (i « kanalstrahlen » del Goldstein) è fin qui stato meno studiato, non esistendo finora pel rapporto fra massa e carica e per la velocità altre misure che quelle altravolta eseguite dall'A. col mezzo della deviazione magnetica.

Onde accertare la natura di quei raggi, l'A. intraprende qui nuove ricerche con un apparecchio poco modificato, traendo dai risultati la conclusione che anche quei raggi non siano costituiti dagli ordinari atomi chimici.

CHRISTIANSEN C. *Ricerca sperimentale sull'influenza della capillarità sulla velocità di efflusso dei liquidi* (pp. 436-448). — Avendo l'A. costatato che la velocità di efflusso dell'acqua da un tubo terminato da punta capillare, al crescere dell'altezza di caduta, aumenta dapprima, decresce poi leggermente fino a giun-

gere ad un minimo corrispondente all'altezza di 13 cm. per ricominciare a crescere in modo di più in più rapido, con un apposito apparecchio, mostra come la velocità di efflusso nell'acqua sia sempre superiore a quella osservata nell'aria per la stessa altezza di caduta. Siccome queste due esperienze mettono in evidenza l'influenza della capillarità, l'A. tenta di valersene per misurare la tensione superficiale in condizioni variabili, senza però ottenere risultati d'utilità pratica. Da ultimo applica con maggior successo il suo metodo allo studio dei fenomeni elettrocapillari.

Grimm C. *Contributi alla conoscenza delle proprietà fisiche degli specchi argentati* (pp. 448-479). — L'argento deposto in tutti i procedimenti d'argentatura è costituito da una mescolanza di argento molecolare e argento normale, formando il primo essenzialmente lo strato contiguo all'oggetto argentato. Siccome l'argento molecolare ha un comportamento meno metallico, gli specchi argentati di tutti i procedimenti, almeno se sono bastantemente sottili, sono dotati di una grande resistenza elettrica iniziale; la differenza di fasi che avviene nella riflessione è più vicina a quella osservata coi corpi non metallici. Questi specchi non sono poi adatti per essere adoprati come coherer, formando sia l'argento molecolare che quello normale uno strato coerente. La diminuzione di resistenza degli specchi argentati è una conseguenza della trasformazione della modificazione molecolare in quella normale accelerata più o meno da circostanze molto svariate, osservandosi fra l'altro l'influenza di una diminuzione della pressione, l'azione dell'acqua distillata, dell'alcool assoluto, dei gas ossigeno e idrogeno. L'A. rettifica le osservazioni di altri, secondo le quali la luce produrrebbe una accelerazione molto forte, essendo l'effetto osservato probabilmente dovuto all'azione del calore. L'A. costata infine l'azione ritardatrice non solo del nitrato d'argento, ma pure di temperature molto basse come quelle prodotte da una miscela d'acido carbonico solido e d'etere.

Niesioloski Gawin V. v. *Sopra una nuova esperienza di dinamica* (pp. 479-483). — L'A. descrive qui un apparecchio costrutto da W. Kress fin dal 1882, senza conoscere l'apparecchio di Kommerell, col quale si può eseguire l'esperienza da quest'ultimo riportata nel vol. 133 (p. 510) degli *Annali* di Poggendorf. Quell'apparecchio venne usato nella costruzione d'una nave spinta dalla corrente non solo in direzione opposta ma nella stessa direzione della corrente con velocità superiori a quest'ultima.

Schweidler E. v. *Sul comportamento dei dielettrici liquidi al passaggio della corrente elettrica* - II (pp. 483-487). — L'A. ripete qui le proprie esperienze, eseguite sul toluolo, su di alcuni altri

liquidi poco conduttori, ottenendo dei risultati qualitativamente identici.

BENISCHKE G. *Metodi stroboscopici per determinare il periodo delle correnti alternate* (pp. 487-488). — In questa nota l'A. richiama la priorità d' un metodo descritto dal Samojloff. (*Ann. di Drude*, III, p. 353, 1900).

ASCHKINASS E. e SCHAEFER CL. *Sul passaggio delle onde elettriche attraverso sistemi di risonatori* (pp. 489-501). — La posizione delle bande d' assorbimento delle soluzioni di sostanze dotate di un forte potere assorbente selettivo in vari liquidi scolorati obbedisce alla regola del Kundt, secondo la quale l' intervallo d' assorbimento viene spostato verso l' estremità rossa dello spettro di quantità crescenti al crescere del « potere combinato refrattivo e dispersivo » del dissolvente. Siccome però questa legge non separa l' influenza della dispersione da quella della rifrazione, l'A. studia un caso, ove non vi è più dispersione notevole, cioè quello delle vibrazioni hertziane, traendo dalle misure quì riferite il risultato che il massimo d' assorbimento si sposti al crescere delle costanti dielettriche del mezzo ambiente (quadrati degli indici di rifrazione elettrica) verso le brevi lunghezze dei risonatori di quantità corrispondenti alla legge suaccennata, cosicchè queste misure possono servire per determinare le costanti dielettriche.

WIEN W. *Sulla possibilità di dedurre i principi della meccanica dai fatti elettromagnetici* (pp. 501-514). — Prendendo le mosse dai tentativi del Lorentz di ridurre la gravitazione alle attrazioni elettrostatiche fra gli elementi dei corpi, costituiti da ioni, l'A. studia quì la possibilità di sviluppare i principi della meccanica sulla base dei fatti elettromagnetici, sbozzando i principi d' una meccanica diametralmente opposta a quella dell'Hertz.

WIEDEBURG O. *Intorno al secondo principio della termodinamica* (pp. 514-548). — L'A., esaminando quì alcuni punti oscuri del teorema $\int \frac{dQ}{\vartheta} < 0$, costata che in quella formula ϑ significhi non già la temperatura del corpo medesimo, ma quella della fonte di calore. Mostrato poi come dalla equazione suddetta non risulti necessariamente un incremento dell' entropia nei fenomeni adiabatici irreversibili, ritiene che non pertanto cada la validità di tante deduzioni tratte da quel teorema. Da ultimo formola così il principio in proposito:

« Il passaggio d' una quantità di calore fra due corpi di temperatura differente viene sempre accompagnato da trasformazione scambievole d' una quantità di calore e di una quantità d'energia estranea. Sotto condizioni ideali si può realizzare un tale processo

in modo reversibile col mezzo del ciclo (di Carnot) di un terzo corpo, cosicchè si può avere sia una « caduta » con perdita di calore, sia una « salita » con guadagno di calore.

« Nelle condizioni naturali un siffatto processo si prodùce in modo irreversibile solo nel senso della caduta con perdita di calore a favore di una energia estranea ».

TRAUBE F. *Sugli spazi atomici e molecolari* (pp. 548-565). — L'A. ritiene che sia desiderabile di distinguere nel caso dei liquidi e dei gas non già due, ma tre volumi, cioè: 1° il volume del nucleo; 2° la costante *b*, più variabile della prima, ma proporzionale alla stessa in molti casi; 3° il covolume molecolare. Quei tre concetti sono necessari per stabilire la perfetta analogia fra gli stati gazzoso e liquido. Considerato poi lo stato critico e il rapporto fra le densità di gas e di liquido, mostra come anche per lo stato solido si possa introdurre quei concetti. Da ultimo costata dei rapporti multipli di volume molto interessanti.

HARMS F. *Sull' uso del calorimetro nelle misure delle vibrazioni elettriche rapide* (pp. 565-597). — Col mezzo di misure calorimetriche l'A. costata un assorbimento elettrico anomalo per una serie di sostanze, potendosi considerare quel fenomeno come incremento della conduttività; verifica poi approssimativamente per via sperimentale una legge trovata teoricamente e secondo la quale quella conduttività varierebbe col periodo delle vibrazioni. Valendosi della conduttività così determinata, l'A. stabilisce l'ordine di grandezza dell' indice d' assorbimento anomalo, col mezzo delle formole rappresentanti quell' indice in funzione della conduttività elettrolitica. La diminuzione della resistenza elettrica nel caso delle vibrazioni molto rapide corrispondente alla teoria di Liebenow della resistenza delle leghe non si costata ancora con sicurezza per le lunghezze d' onda di 14 m. e di 5 m.

HANSER L. *Intorno all' influenza della pressione sulla viscosità dell' acqua* (pp. 597-633). — D' accordo coi risultati di Röntgen, Warburg, Sachs e di Cohen, l'A. costata che la viscosità dell' acqua sotto l' influenza della pressione viene scemata per temperature al di sotto di 32° C. Quell' influenza della pressione diminuisce al crescere della temperatura, fin che in vicinanza alla temperatura 32° C. il coefficiente d' attrito interno cessa d' essere alterato da pressioni pure altissime (400 atm.). Al di sopra poi di quel punto la viscosità viene aumentata sotto l'influenza della pressione, risultato ciò affatto nuovo, crescendo l' incremento corrispondente ad una data pressione col crescere della temperatura.

LEHMANN H. *Fotografia degli spettri infrarossi dei metalli alcalini* (pp. 633-659). — L'A. impiega per la fotografia degli spet-

tri di diffrazione infrarossi di vapori metallici roventi il sensibilizzatore del Burbank, filtrando la luce e separando gli spettri sovrapposti secondo il metodo di Helmholtz col mezzo d'un apparecchio composto di due prismi. Le misure delle lunghezze d'onda di quella parte dello spettro vennero eseguite sovrapponendo le fotografie dello spettro infrarosso di primo ordine dell'elemento da studiare e dello spettro azzurro di secondo ordine del ferro. Con questo metodo l'A. osserva nell'infrarosso 5 linee nuove del rubidio e 9 del cesio. Mentre la maggior parte delle linee dei metalli alcalini trovate vengono facilmente inserite nelle serie di Kayser e Runge, pel rubidio l'A. trova la seconda serie secondaria. Alcune fotografie completano questa Memoria.

MATTHIESSEN L. *Contributi alla teoria dei fasci di raggi curvi e delle loro superficie d'onda* (pp. 659-670). — Sulla teoria dei raggi luminosi curvi nei mezzi eterogenei isotropi necessaria p. e. per la considerazione della rifrazione atmosferica sono state fatte numerosissime ricerche, alcune delle quali sono di sommo pregio. L'A. riporta quì un sunto d'una ricerca del Bernoulli, ove viene dedotta ed integrata l'equazione differenziale d'un raggio luminoso curvo propagantesi attraverso un mezzo dotato di superficie di livello piane e parallele. Prendendo le mosse da quel lavoro poco conosciuto, l'A. studia in seguito l'andamento del complesso di raggi emananti da un punto luminoso attraverso un sistema di superficie di livello concentriche, di densità ottica variabile in modo continuo e determina le rispettive superficie d'onda.

HEUSE W. *Le scariche oscure nei miscugli gazzosi* (pp. 670-678). — Avendo le ricerche di vari sperimentatori dato il risultato che la presenza di quantità piccolissime d'idrogeno o di nitrogeno nel vapore di mercurio dei tubi di Geissler si riconosce, se mai, difficilmente per via spettrografica, mentre quella di traccie di vapore di mercurio nell'idrogeno o nel nitrogeno si riscontra molto facilmente, l'A. affronta quì la questione, in qual modo i miscugli gazosi conducano la corrente nella scarica oscura. Costata che la presenza di vapore di mercurio in una atmosfera scema in modo notevole il gradiente di potenziale nella luce positiva e comincia a aumentare il gradiente catodico fin da una temperatura intermedia fra 70° e 100°.

HEUSE W. *Le scariche oscure nell'elio* (pp. 678-685). — L'A. costata che l'elio presenta alla pressione di 28,1 mm. pressochè gli stessi fenomeni di scarica che si osservano in un'atmosfera d'idrogeno alla pressione di 3,9 mm., cominciando la stratificazione fin dalla pressione di 5,6 mm. Confrontando fra loro i gra-

dienti di potenziale della luce positiva (non stratificata) nell' elio e in alcuni altri gas, dà la seguente serie ordinata secondo i gradienti crescenti: mercurio, elio, idrogeno, nitrogeno. Da ultimo l'A. riporta una rappresentazione grafica dell' andamento del potenziale, la quale è molto simile a quella data dal Graham pel caso del nitrogeno.

FEHNDER L. *Intorno alle osservazioni coi reticoli di diffrazione* (pp. 685-707). — L'A. confrontando l' effetto della rete a scala del Michelson con quello della rete concava del Rowland, aveva osservato sotto l' influenza d' un campo magnetico uno sdoppiamento di ciascuna delle righe del sodio ottenute con quest'ultima, non già in tre linee separate, ma in due linee soltanto. Ora anche senza l' azione d' un campo magnetico si può ottenere un analogo sdoppiamento, variando l'intensità della sorgente luminosa sotto condizioni speciali. L'A., onde rendersi un conto esatto di quei fenomeni, studia teoricamente la distribuzione dell'energia negli spettri sottomettendo poi i risultati al confronto della esperienza.

ZENNECK I. *L' interpretazione fisica di alcuni coefficienti della teoria delle vibrazioni infinitesimali* (pp. 707-718). — L'A. studia qui la significazione fisica dei coefficienti presentantisi nelle espressioni delle energie cinetica e potenziale della vibrazione totale d' un sistema in coordinate di Lagrange.

EBERT H. *Sulle perdite di carica elettrica nell' alta atmosfera* (pp. 718-725). — L'A. mostra qui, come la velocità di scarica d' un corpo elettrizzato aumenti in modo considerevole e per ambo i segni coll' elevazione nell' atmosfera libera. L' unipolarità di conduzione quasi sempre osservata in prossimità del suolo può conservarsi fino a delle altezze di 2000 — 3000 m., ove si costata più particolarmente la prevalenza di elettricità positiva libera. Quei fenomeni dipendono però essenzialmente dai fattori meteorologici.

RUNGE C. e PASCHEN F. *Contribuzioni alla conoscenza degli spettri di linee* (pp. 725-728). — L'A. studiando i « triplets » dello spettro di mercurio, trova che quello spettro è affatto analogo agli spettri corrispondenti di calcio, stronzio, zinco, cadmio.

A. GRADENWITZ.

Philosophical Magazine. Serie 6., Vol. 2, 1901.

SUTHERLAND W. *La cagione della struttura degli spettri* (pp. 245-274). — La struttura degli spettri è determinata, secondo l'A., sia dalle vibrazioni meccaniche degli atomi, considerati come solidi deformabili, incompressibili, di rigidità finita, in modo che

la loro superficie è la sede di onde stazionarie corrispondenti alle vibrazioni fondamentali ed alle loro armoniche, sia dalle vibrazioni degli elettroni che — a guisa di satelliti — girano attorno agli atomi.

Le orbite degli elettroni positivi essendo diverse da quelle dei negativi, ne resulta un moto relativo, che è la causa diretta delle vibrazioni luminose. Attribuendo agli elettroni positivi e negativi velocità angolari diverse lungo una circonferenza, si giunge alle formule di Balmer e di Ridberg, la quale ultima conduce a ritenere che la velocità angolare fondamentale di tutti gli elettroni associati a tutti gli atomi è costante e rappresenta una frequenza di 33×10^{14} al secondo.

Gli spettri dei diversi elementi resulterebbero dovuti a una medesima forma di apparato elettrico, cioè a coppie di elettroni che attingono la loro energia agli atomi ad internodi diversi; e in tal modo gli spettri sarebbero una trasformazione cinematica gli uni degli altri.

KENT N. A. *Note sul fenomeno Zeeman* (pp. 275-279). — Anche l'A. trova, come già il Reese aveva notato, che per certe linee dello zinco e del cadmio la separazione delle componenti esterne di un tripletto e di un quadrupletto normale non varia proporzionalmente all'intensità del campo magnetico in cui è posta la sorgente luminosa.

Con un elettromagnete che poteva dare un campo di 33000 C. G. S. l'A. ha trovato che tal proporzionalità manca, per alti valori del campo, anche per le linee del ferro. Ne segue che non si può ritenere valida la legge indicata da Becquerel e Deslandres (*C. R.* 129, p. 18).

Pel nichel e pel cobalto l'A. non ha osservato nessuna legge che regoli la separazione delle righe. Invece trovò che si può estendere la legge di Preston, secondo cui $\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2 H}$ è costante per righe omologhe delle serie spettroscopiche di Kayser e Runge.

Lord RAYLEIGH. *Note acustiche* - VI (pp. 280-285). — L'A. indica come si possono mostrare in lezione i caratteri delle vibrazioni forzate. Ad es. facendo oscillare dapprima un magnete con uno specchio su cui si riflette un fascio di luce solare, e poi ponendo in rotazione in prossimità del primo un altro magnete con un periodo diverso, si riconosce che il periodo della vibrazione forzata è quello del secondo magnete.

Nella esperienza di Melde, nella quale un filo di cotone teso in linea retta è messo in oscillazione da un diapason elettromagnetico, è da notare che se il filo è normale alle vibrazioni del

diapason, il suo periodo di oscillazione è quello stesso del diapason; ma se le vibrazioni del diapason avvengono nella direzione del filo, questo vibra con periodo doppio di quello. Ciò può riconoscersi illuminando il filo con le scintille di un rocchetto eccitato dalla corrente stessa che eccita il diapason.

Con due telefoni eccitati da diapason che sono sensibilmente all'unisono, si possono udire i battimenti ponendo un telefono ad un orecchio e l'altro all'altro orecchio, se i battimenti sono in numero maggiore di 1 al sec. Ma l'A. non ha potuto udirli con sicurezza se avvengono più lentamente.

L'A. riferisce poi su un' esperienza fatta per riconoscere l'effetto di un suono aggiunto ad un altro. Ma l'intensità resultante non fu potuta giudicare con sicurezza.

ADAMS E. P. *L'azione elettromagnetica di sfere elettrizzate mobili* (pp. 285-299). V. *N. Cim.* (5), 2, p. 242.

SIMPSON G. C. *Resistenza elettrica del bismuto alle correnti alternanti in un campo magnetico intenso* (pp. 300-311). — L'A. ha studiato in un campo di 17000 C. G. S. la variazione, già scoperta da Lenard, che subisce la resistenza del bismuto per le correnti alternanti. Egli trova che tal variazione di resistenza si può attribuire ad una f. e. m. che si manifesta nel bismuto, e che è spostata di fase rispetto alla corrente che la produce, di un angolo α tale che $\tan \alpha = 1{,}13 + 13{,}2/n$ essendo n la frequenza, che nelle esperienze eseguite variò fra 10 e 60 periodi al sec. Il valore di tal forza elettromotrice è proporzionale a

$$0{,}0035 + 0{,}00039\, n.$$

GUGGENHEIMER S. *Sulla scarica a scintilla* (pp. 311-317). — L'A. ha fatto delle esperienze sul ritardo della scarica, e trova che i suoi resultati confermano le vedute del Warburg e non quelle di Swyngedauw; perchè i potenziali necessari a produrre la scarica sotto l' azione di una radiazione, furono sempre da 1000 a 1500 volts minori di quelli che si richiedono quando non si cerca d' impedire il ritardo di scarica.

PFLÜGER A. *La dispersione anomala della cianina* (pp. 317-318). — Sono alcune osservazioni alla Memoria di Wood (*N. Cim.* (5), 3, p. 335). L'A. spiega le divergenze fra i suoi risultati e quelli del Wood con la diversa costituzione chimica della cianina adoperata dall' uno e dall' altro.

WILSON H. A. *Sull' azione magnetica della convezione elettrica* (pp. 319-320). — L'A. replica ad alcune osservazioni che il Cremieu fece alla sua precedente Nota, pubblicata nel fascicolo di Luglio 1901 del *Phil. Mag.*

LOWDNS L. *Proprietà termomagnetiche e termoelettriche del bismuto cristallino* (pp. 325-341). — L'A. confronta gli effetti longitudinali, trasversali ed elettromotori pel bismuto cristallino e per quello elettrolitico, e pel bismuto cristallino li determina nelle diverse direzioni degli assi cristallografici.

NATANSON L. *Sulle leggi della viscosità* (pp. 342-356). — Secondo Poisson un fluido sottoposto a deformazione richiede sempre un certo tempo per adattarsi alle nuove condizioni di equilibrio. L'A. partendo da questo concetto, svolge la teoria della viscosità e mostra che quella cui giunge comprende come caso particolare la teoria ora ammessa.

FRASER W. G. *Sull' annullarsi del moto ondoso* (pp. 356-361). — Nella teoria ordinaria della riflessione delle onde ad un ostacolo fisso si mostra come il sistema delle onde dirette e riflesse dà origine a un' onda stazionaria; mentre l' esperienza mostra continuamente che d' ordinario le onde si infrangono contro l' ostacolo. L'A. studia questo fatto, che attribuisce in parte all' attrito che si presenta nel moto ondoso.

POCKLINGTON H. C. *Sulla polarizzazione rotatoria nei cristalli biassi* (pp. 361-370). — I cristalli birefrangenti che hanno presentato la rotazione del piano di polarizzazione della luce trasmessa son quelli di quarzo, che sono uniassi. Ma è chiaro che anche i cristalli biassi debbon poter presentare quel fenomeno in un campo magnetico; e scopo di questa Nota è di ricercare teoricamente il fenomeno stesso, ammettendo che l' azione del campo magnetico debba attribuirsi ad un effetto Hall, sulla cui specificazione non deve influire l' anisotropia del cristallo. Le formole così trovate sono poi estese al caso in cui la rotazione è dovuta alla distribuzione o alla struttura molecolare.

A. STEFANINI.

PIETRO SALVIONI, *gerente responsabile*.

SOPRA UN PROBLEMA DI ELETTROSTATICA.

Nota di EMILIO ALMANSI

Professore nella R. Università di Genova.

1. Un metodo per determinare sperimentalmente il valore della densità elettrica in un punto m della superficie di un conduttore (C), carico di elettricità in equilibrio, e non soggetto ad azioni esterne, consiste nel portare a contatto con (C) nel punto m, un secondo conduttore (c), le cui dimensioni siano molto piccole rispetto a quelle di (C). L' elettricità che da primo era distribuita sulla superficie del conduttore (C), si distribuirà sulle superficie dei due conduttori (C) e (c). Sia e la massa elettrica di cui si carica il conduttore (c).

Se in prossimità di questo conduttore la superficie di (C) si discosta poco dal piano tangente nel punto di contatto, si può ritenere che il rapporto

$$\text{K} = \frac{e}{h}, \tag{1}$$

tra la massa e che è passata dal conduttore (C) al conduttore (c), e la densità elettrica h che si aveva nel punto m di (C), quando questo era isolato, dipenda solo dalla natura geometrica del conduttore (c), e dal punto della sua superficie che si è portato a contatto con (C).

Dalla formula (1), misurando la carica e del conduttore (c), e conoscendo il valore della costante K, potremo ricavare il valore di h.

Una dimostrazione del principio su cui si basa questo metodo, che cioè il valore di K non dipende da (C), può vedersi nelle « *Leçons sur l' Électricité et le Magnétisme* » del Duhem. (Livre III, Ch. I).

In questa Nota io dò una dimostrazione, che al pari di quella del Duhem, non è rigorosa, nè, data la natura del problema, potrebbe esserlo ; ma che mi sembra più convincente, e che suggerisce un metodo generale per la determinazione

di K. Calcolo poi K nel caso che il conduttore (c) sia una semi-sfera, ritrovando il valore dato dal Beltrami [1]). Accenno infine al caso di un disco circolare piano.

2. Sia σ (fig. 1) una superficie chiusa, T il piano tangente in un suo punto m. Noi supporremo che σ si trovi tutta da una stessa parte di T.

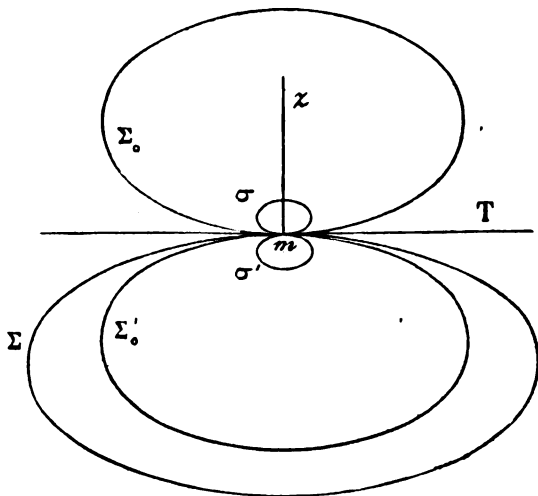



Fig. 1.

Sia σ' la superficie simmetrica di σ rispetto al piano T. Diremo s l' insieme delle due superficie σ e σ'.

Prendiamo il punto m come origine delle coordinate, la normale a T, rivolta verso σ, come asse delle z.

Immaginiamo di elettrizzare la superficie s *in modo da avere in ogni suo punto il potenziale*

$$u = z\,.$$

Per ragione di simmetria, la densità elettrica, che diremo μ, in due punti di s simmetrici rispetto a T, avrà valori uguali

1) " Sulla determinazione sperimentale della densità elettrica alla superficie dei corpi conduttori ,, Nuovo Cimento, Serie III, T. I, 1877.

e di segno contrario: sulla superficie σ si troverà una massa

$$e_1 = \int_\sigma \mu \, d\sigma,$$

sulla superficie σ' una massa $-e_1$.

Il massimo valore assoluto di u sarà a, a denotando la coordinata z del punto di σ più lontano da T. Allontanandosi da s, u tende verso zero. Inoltre u, per ragioni di simmetria, sarà nullo in tutto il piano T. Noi possiamo perciò immaginare due superficie chiuse Σ_0 e Σ'_0, tangenti in m al piano T, e situate una da una parte di questo piano, l'altra dall'altra, tali che in ogni loro punto, e nello spazio esterno, il rapporto $\frac{u}{a}$ sia minore, in valore assoluto, di un numero assegnato, piccolo ad arbitrio.

In particolare u sarà piccolissimo rispetto ad a in tutti i punti di una grande superficie Σ, che contenga Σ'_0 nel suo interno, e non penetri nell' interno di Σ_0.

Supponiamo che la superficie σ' sia tutta contenuta nell' interno di Σ. Noi potremo allora, per un ben noto principio, distribuire sopra Σ la massa $-e_1$ che si trova sopra σ', in modo da non alterare il potenziale nei punti di Σ, nè, per conseguenza, nello spazio esterno.

Avremo così una massa e_1 distribuita sopra σ, ed una massa $-e_1$ sopra Σ, che producono un potenziale uguale a z nei punti di σ, e un potenziale piccolissimo rispetto ad a nei punti di Σ.

Se vogliamo ottenere un potenziale

$$v = g\,z \qquad (g = \text{cost.})$$

nei punti di σ, e un potenziale piccolissimo rispetto a $g\,a$ nei punti di Σ, basterà che distribuiamo, con una distribuzione perfettamente analoga a quella delle masse e_1 e $-e_1$, una massa

$$e = g\,e_1$$

sopra σ, e una massa uguale e di segno contrario sopra Σ.

3. Premesso questo, e tornando a considerare le superficie σ e Σ come non elettrizzate, supponiamo di distribuire sulla superficie Σ una massa E, in modo da avere lo stesso potenziale in tutti i suoi punti. Sia V il potenziale di E in un punto qualunque dello spazio, P il valore costante di V sopra Σ, h la densità nel punto m.

Supponiamo poi di distribuire una massa

$$e = 4\pi h e_1 \tag{2}$$

sulla superficie σ, e una massa uguale e di segno contrario, sulla superficie Σ, in modo che, detto v il loro potenziale, sulla superficie σ sia

$$v = 4\pi h z,$$

e sulla superficie Σ v sia piccolissimo rispetto a $4\pi h a$, ciò che sarà possibile per le cose dette nel § precedente.

Consideriamo il potenziale

$$U = V + v,$$

dovuto alla massa $E - e$ distribuita sopra Σ, e alla massa e distribuita sopra σ, e cerchiamo i valori che esso prende sulle due superficie.

Nei punti di Σ, ove $V = P$, e v è piccolissimo rispetto a $4\pi h a$, sarà

$$U = P(1 + \varepsilon), \tag{3}$$

ε denotando una quantità piccolissima rispetto a $\frac{4\pi h a}{P}$, ossia rispetto ad $\frac{a}{A}$, se poniamo

$$A = \frac{P}{4\pi h}.$$

Quanto al valore di U nei punti di σ, osserviamo da prima che nel punto m si ha

$$V = P, \quad \frac{\partial V}{\partial z} = -4\pi h, \quad \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = 4\pi h \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right),$$

ove R_1 ed R_2 sono i raggi principali di curvatura della superficie Σ nel punto m, che supporremo grandissimi. Perciò

in un punto dell' asse delle z, molto vicino ad m, potremo ritenere

$$V = P - 4\pi h z + w, \tag{4}$$

w denotando una quantità piccolissima rispetto a $4\pi h z$.

Supponiamo la superficie σ tanto piccola da poter applicare la formula precedente ai punti dell' asse delle z che si trovano nell' interno di σ (od anche all' esterno, ma vicinissimi a σ). Per tali punti w sarà piccolissimo rispetto a $4\pi h a$.

Sia ora p un punto di σ. Immaginiamo di condurre per p la superficie $V = \text{cost.}$, che incontri l' asse delle z nel punto p'. Il valore di V nel punto p sarà dato dalla formula (4) ove s' intenda che z rappresenti la coordinata di p'.

Ma se la superficie Σ, in prossimità del punto m, si discosta pochissimo dal piano T, le superficie $V = \text{cost.}$ che tagliano σ non differiranno sensibilmente dai piani paralleli a T. Le coordinate z dei punti p e p' differiranno tra loro di una quantità piccolissima rispetto ad a. Potremo quindi ritenere che la formula (4) valga per un punto qualunque p di σ, z denotando la sua coordinata, e w una quantità piccolissima rispetto a $4\pi h a$.

Essendo sulla superficie σ $v = 4\pi h z$, sarà

$$U = (P - 4\pi h z + w) + 4\pi h z = P + w,$$

oppure

$$U = P(1 + \varepsilon),$$

ove ε rappresenta, come nella formula (3), una quantità piccolissima rispetto a $\frac{4\pi h a}{P}$ ossia rispetto ad $\frac{a}{A}$.

La formula (3) vale dunque tanto per la superficie σ come per la superficie Σ.

Ora A, cioè $\frac{P}{4\pi h}$, rappresenta il raggio di una sfera che acquista il potenziale P, quando sulla sua superficie venga distribuita una massa con densità costante, ed uguale ad h. A sarebbe insomma il raggio di Σ, se Σ fosse una sfera. Supponendo la superficie Σ molto grande rispetto a σ, potremo

ritenere che il rapporto $\frac{a}{A}$, sia molto piccolo rispetto all' unità, e ciò quand' anche Σ si discosti alquanto dalla forma sferica.

Se conveniamo di trascurare rispetto all' unità le quantità di un ordine di grandezza inferiore ad $\frac{a}{A}$, nella formula (3) potremo trascurare ε che si è veduto esser molto piccolo rispetto ad $\frac{a}{A}$, e ritenere per conseguenza, tanto sopra Σ, come sopra σ, $U = P =$ cost.

Dunque U, ossia $V + v$, può considerarsi come il potenziale della massa E in equilibrio sulle superficie Σ e σ, mentre V è il potenziale della stessa massa E in equilibrio sulla sola superficie Σ, e v è il potenziale della massa

$$e = 4\pi h e_1 \tag{2}$$

distribuita sopra σ, e della massa $-e$ distribuita sopra Σ.

Ciò è quanto dire che se il conduttore (C), limitato dalla superficie Σ, contiene la massa E in equilibrio, e se portiamo il conduttore (c), limitato dalla superficie σ, a contatto con (C) nel punto m, passa nel conduttore (c) una massa e data dalla formula (2), h essendo la densità che si aveva nel punto m, quando il conduttore (C) era isolato.

Posto

$$K = 4\pi e_1, \tag{5}$$

sarà

$$e = K h.$$

Il valore di K, come quello di e_1 (§ 2) dipende solo dalla superficie σ e dal punto m.

Resta così dimostrato il nostro principio. Di più abbiamo nella formula (5) un' espressione del coefficiente K.

4. Un' osservazione è necessaria nel caso che la superficie del conduttore (c) coincida in parte col piano T. In tal caso

diciamo ω (fig. 2) questa porzione della superficie di (c), σ il resto, σ', al solito, la superficie simmetrica di σ rispetto al piano T, s l'insieme di σ e σ'.

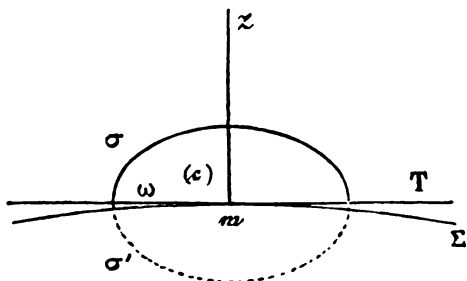



Fig. 2.

Distribuiamo sopra σ la massa e_1 e sopra σ' la massa $-e_1$, in modo da avere nei punti di σ e σ' il potenziale $u = z$. Per ragione di simmetria, la densità μ, lungo la linea l, intersezione di s col piano T, resulterà nulla.

La superficie Σ, in generale, taglierà la superficie σ', in modo che una porzione di σ', e quindi della massa $-e_1$ resterà fuori di Σ. Ma la densità μ essendo nulla lungo la linea l, e la superficie Σ, in prossimità del punto m, dovendo discostarsi pochissimo dal piano T, potremo trascurare quella porzione di $-e_1$ che resta fuori di Σ, e per conseguenza, come nel caso precedente, distribuire questa massa sopra Σ, in maniera da non modificare sensibilmente il potenziale nei punti di Σ, nè all'esterno.

Avremo così una massa e_1, distribuita sulla superficie di (c), e precisamente sulla porzione σ, e una massa $-e_1$ distribuita sopra Σ, le quali producono un potenziale uguale a z su tutta la superficie di (c), e un potenziale piccolissimo, rispetto ad a, sopra Σ.

Procedendo nel ragionamento come nel § 3, vediamo che la formula (2) ci dà ancora la quantità di elettricità che passa dal conduttore (C) al conduttore (c), quando vengono posti a contatto nel punto m.

5. Applichiamo le cose dette al caso che il conduttore (c) sia limitato dalla semi-sfera σ, di centro m, di raggio R, e dal cerchio ω (fig. 3).

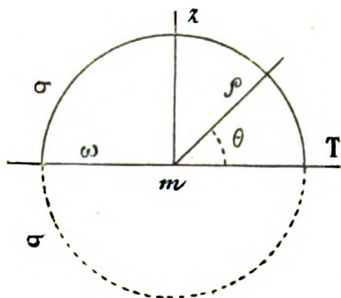



Fig. 3.

Completiamo la sfera colla superficie σ'.

Il potenziale u, dovuto alle masse e_1 e $-e_1$ distribuite sopra σ e σ' (v. § 4), si ottiene immediatamente. Basta prendere entro la sfera:

$$u = z = \rho \operatorname{sen} \theta ,$$

e fuori della sfera:

$$u = \frac{R^3 z}{\rho^3} = \frac{R^3 \operatorname{sen} \theta}{\rho^2} ,$$

essendo ρ la distanza di un punto qualunque dello spazio dall' origine m, e θ l' angolo che il raggio vettore ρ forma col piano T. Infatti queste due funzioni u sono armoniche, diventano uguali a z sulla sfera, e la seconda si comporta all' infinito come una funzione potenziale.

La densità μ in un punto di σ, detta n la normale interna, n' la esterna, sarà data dalla formula

$$\mu = -\frac{1}{4\pi}\left(\frac{\partial u}{\partial n} + \frac{\partial u}{\partial n'}\right) = -\frac{1}{4\pi}\left\{ -\frac{\partial(\rho \operatorname{sen}\theta)}{\partial \rho} + \frac{\partial \frac{R^3 \operatorname{sen}\theta}{\rho^2}}{\partial \rho} \right\}_{\rho=R} =$$

$$= \frac{\operatorname{sen}\theta}{4\pi}\left\{1 + 2\frac{R^3}{\rho^3}\right\}_{\rho=R} = \frac{3 \operatorname{sen}\theta}{4\pi} = \frac{3z}{4\pi R} .$$

Per calcolare la massa $e_1 = \int_\sigma \mu \, d\sigma$, prendiamo come elemento $d\sigma$ quello compreso tra due piani infinitamente vicini, paralleli a T. Sarà allora: $d\sigma = 2\pi R \cos\theta . R \, d\theta = 2\pi R \, d(R \operatorname{sen}\theta) = 2\pi R \, dz$. Quindi:

$$e_1 = \int_0^R \frac{3z}{4\pi R} . 2\pi R \, dz = \frac{3}{2} \int_0^R z \, dz = \frac{3R^2}{4} .$$

Sostituendo nella formula (2) avremo

$$e = 3\pi R^2 h = 3 h \omega ;$$

vale a dire: *quando si porta il conduttore* (*c*) *a contatto col conduttore* (C), *passa da questo a quello una quantità di elettricità uguale al triplo dell' elettricità che si aveva sulla porzione della superficie* Σ *che vien coperta dal conduttore* (*c*).

A questo stesso resultato perviene il Beltrami, con un procedimento assai più laborioso.

Quanto al valore di K sarà:

$$K = 3\pi R^2.$$

6. Ritorniamo al caso generale, supponendo ancora che una porzione ω della superficie di (*c*) coincida col piano T.

Daremo un' espressione di K che si presta bene al calcolo di questo coefficiente.

Consideriamo perciò lo spazio compreso tra il piano T, e una grande semi-sfera S_0, di centro m, situata dalla parte delle z positive (fig. 4).

Il potenziale u è dovuto alle due masse e_1 e $-e_1$, la prima delle quali, essendo distribuita sulla superficie σ, si trova nello spazio considerato. Sarà quindi, in virtù di un noto teorema:

$$4\pi e_1 = -\int_{S_0} \frac{\partial u}{\partial \rho} \, dS_0 + \int_{T'} \frac{\partial u}{\partial z} \, dT' ,$$

ρ denotando la distanza di un punto qualunque dello spazio da m, e T' la porzione finita del piano T limitata da S_0.

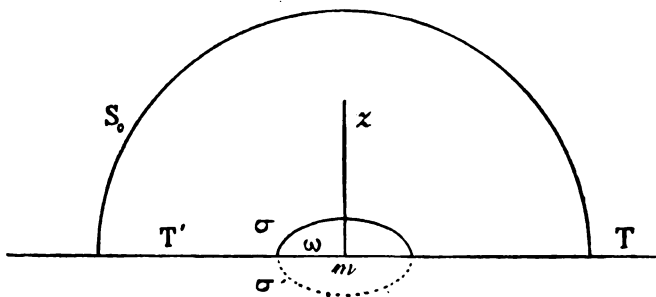



Fig. 4.

Facendo tendere verso l' infinito il raggio della semi-sfera S_0, il primo integrale tende a zero, giacchè il potenziale u, *che è dovuto ad una massa uguale a zero*, diventa infinitesimo come $\frac{1}{\rho^2}$, e la sua derivata rispetto a ρ, come $\frac{1}{\rho^3}$. Sarà dunque:

$$4\pi e_1 = \int_T \frac{\partial u}{\partial z} d\,T\,,$$

od anche

$$4\pi e_1 = \int_\omega \frac{\partial u}{\partial z} d\omega + \int_S \frac{\partial u}{\partial z} d\,S\,,$$

S denotando l' intero piano T, esclusa la porzione ω.

Ora sulla superficie chiusa s, e per conseguenza anche nell' interno, si ha $u = z$, quindi $\frac{\partial u}{\partial z} = 1\,,\ \int_\omega \frac{\partial u}{\partial z} d\omega = \omega$.

Ricordando poi che $4\pi e_1$ è uguale a K, avremo la formola:

$$K = \omega + \int_S \frac{\partial u}{dz} d\,S\,, \tag{6}$$

che ci dà l' espressione di K cercata.

Da questa formula si può trarre una conseguenza notevole.

La funzione potenziale u che è uguale a z nei punti di σ $(z > 0)$, e a *zero* nei punti di S, sarà positiva in tutto lo spazio esterno a σ e ad S. Quindi in tutti i punti di S sarà $\frac{\partial u}{\partial z} > 0$, onde

$$K > \omega .$$

Per la formula (1) avremo in valore assoluto

$$e > h\omega ,$$

ossia: *la quantità di elettricità che passa dal conduttore* (C) *al conduttore* (*c*) *è sempre maggiore di quella che si aveva sulla porzione di* Σ *la quale vien coperta dalla base* ω *del conduttore* (*c*).

7. Riguardo alla forma che si dà nella pratica al conduttore (*c*) *(piano di prova)* è importante il caso di un conduttore (*c*) a base circolare e a spessore molto piccolo.

Per trattare questo caso si può procedere nel modo seguente.

Sul piano T consideriamo un cerchio τ, di centro m, di raggio R_1. Diciamo r la distanza di un punto qualunque dello spazio da un punto di τ.

La funzione

$$\phi = \int_\tau \frac{d\tau}{r^3}$$

è ovunque positiva, si annulla all' infinito, e diventa infinita se si tende verso un punto qualunque di τ, e in una direzione qualunque. Per conseguenza, se ϕ_0 è una costante positiva, esisterà una superficie chiusa s su cui si avrà

$$\phi = \phi_0 ;$$

s sarà una superficie di rivoluzione, avente per asse l' asse delle z, simmetrica rispetto al piano T, sul quale taglierà un cerchio ω, di raggio R, maggiore di R_1.

Chiamando σ e σ' le due porzioni di s che si trovano dalle due parti di T, consideriamo il conduttore (c) limitato da σ e da ω.

Cerchiamo di calcolare il coefficiente K relativo a questo conduttore.

Il potenziale u che sopra s diventa uguale a z, si ottiene prendendo entro s $u = z$, e fuori di s

$$u = -\frac{1}{\varphi_0}\frac{\partial}{\partial z}\int\limits_{\tau}\frac{d\tau}{r} = \frac{1}{\varphi_0}\int\limits_{\tau}\frac{d\tau}{r^2}\cdot\frac{z}{r} = \frac{z}{\varphi_0}\int\limits_{\tau}\frac{d\tau}{r^3} = \frac{z\varphi}{\varphi_0}\,.$$

Questa funzione è armonica, tale essendo la funzione $\int\limits_{\tau}\frac{d\tau}{r}$ si comporta all'infinito come una funzione potenziale, e sulla superficie s, ove $\varphi = \varphi_0$, diventa uguale a z.

Per calcolare K riprendiamo la formula (6) osservando che nei punti di S si ha

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \left\{\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{z\varphi}{\varphi_0}\right)\right\}_{z=0} = \frac{\varphi}{\varphi_0}\,.$$

Avremo dunque:

$$K = \omega + \int\limits_{S}\frac{\varphi}{\varphi_0}\,dS\,, \tag{7}$$

Da questa formula, conoscendo i raggi dei due cerchi concentrici τ ed ω, e quindi la superficie s, si può ricavare il valore di K con un'approssimazione tanto grande quanto si vuole.

Facendo tendere R_1 verso R, la costante φ_0 (valore della funzione φ sulla circonferenza del cerchio ω) tende verso l'infinito, quindi la superficie s si avvicina con ogni suo punto al cerchio ω. Il conduttore (c), di cui ω è la base, acquista uno spessore sempre più piccolo; il rapporto $\frac{\varphi}{\varphi_0}$, che è uguale ad 1 sulla circonferenza del cerchio ω, tende verso zero in ogni altro punto del piano S; l'integrale $\int\limits_{S}\frac{\varphi}{\varphi_0}dS$ tende esso stesso verso zero; K tende verso ω.

Chiamando c lo spessore del conduttore (c) misurato sull'asse delle z, possiamo porre

$$K = \omega\left(1 + \alpha \frac{c}{R}\right),$$

ove α è un coefficiente numerico da determinarsi. Dalla formula (7), con opportune trasformazioni, e tenendo conto dell'equazione $\varphi = \varphi_0$ della superficie s, si può dedurre il valore che assume α per piccoli valori del rapporto $\frac{c}{R}$.

Tralascio questa ricerca, riserbandomi di trattare in un'altra Nota il caso più interessante di un conduttore (c) avente la forma di un mezzo ellissoide.

Quì osserverò che la formula (7) vale per una classe di conduttori ben più vasta di quella considerata. Infatti l'area τ, che si è supposta circolare, può avere una forma qualunque. Inoltre alla funzione φ si può dare la forma più generale

$$\varphi = \int_\tau \frac{\lambda\, d\tau}{r^3},$$

λ essendo una funzione che converrà supporre positiva in tutti i punti di τ, ma del resto affatto arbitraria.

Si possono così ottenere corpi di forme svariatissime, pei quali il coefficiente K è sempre espresso dalla formula (7).

A questa classe di corpi appartiene, come un caso limite, il conduttore a forma di mezza sfera, di cui ci siamo occupati al § 5. Prendiamo infatti $\lambda = \frac{1}{\tau}$, e supponiamo di rendere infinitesima l'area τ, facendo tendere ogni punto del suo contorno verso il punto m. Avremo al limite:

$$\varphi = \frac{1}{\rho^3},$$

ρ denotando al solito la distanza di un punto qualunque dello spazio da m. Se facciamo $\varphi_0 = \frac{1}{R^3}$, la superficie s $(\varphi = \varphi_0)$ sarà la sfera di centro m e di raggio R; il conduttore (c) occuperà lo spazio limitato dal piano T e da una metà della sfera s.

Ponendo nella formula (7) $\frac{\Phi}{\Phi_0} = \frac{R^2}{\rho^3}$, $ds = 2\pi\rho\, d\rho$, $\omega = \pi R^2$, avremo:

$$K = \pi R^2 + \int_R^\infty \frac{R^3}{\rho^3} 2\pi\rho\, d\rho = \pi R^2 \left(1 + 2R \int_R^\infty \frac{d\rho}{\rho^2}\right) = 3\pi R^2.$$

Ritroviamo così lo stesso valore di K ottenuto per altra via.

SUL COMPORTAMENTO ELETTRICO DELLE FIAMME IN UN CAMPO ELETTROSTATICO ALTERNATO,

per G. C. DE ROSSI *ed* A. SELLA.

§ 1. Introduzione.

Mentre si hanno numerose ricerche sopra la conduttività dei gas ionizzati, quando essi vengono sottoposti a forze elettromotrici costanti, è poco conosciuto fino ad ora il loro comportamento sotto forze elettromotrici alternate.

Mac Clelland in un notevole lavoro sulla conduttività dei gas caldi, provenienti da fiamme (*Phil. Mag.* **46**, 29, 1898) istituì la seguente esperienza per dimostrare la diversa velocità degli ioni positivi e negativi. Egli raccoglieva questi gas in un tubo metallico, comunicante col suolo e disposto verticalmente sopra la fiamma; i gas salendo nel tubo lambivano prima un cilindro metallico, coassiale col tubo stesso, isolato da questo e comunicante con una sorgente a potenziale alternato e passavano poi per un tratto di tubo isolato, contenente lana di vetro, in comunicazione con un elettrometro. In tal modo i gas, per tutta la lunghezza del cilindro, attraversavano un campo elettrostatico alternato orizzontale e con linee di forza radiali. Ora, se gli ioni negativi si muovono più velocemente che i positivi, per una medesima caduta di potenziale, e se l' intensità e la frequenza della forza elettromotrice è tale che non si esauriscano tutti gli ioni presenti, è chiaro che

scompariranno più ioni negativi che non positivi e che quindi la lana di vetro raccoglierà dell' elettricità positiva. Il Clelland si limita a verificare il fatto.

Zeleny, in una ricerca sul rapporto tra le velocità degli ioni positivi e negativi, generati dai raggi Röntgen (*Phil. Mag.* **46**, 133, 1898) propone un' esperienza simile a quella realizzata dal Clelland, d' introdurre cioè i gas ionizzati nel campo fra due dischi metallici paralleli, collegati con una sorgente di forza elettromotrice alternata; essendo la velocità degli ioni negativi maggiore, ne segue che ad ogni alternazione essi saranno portati sui piatti da una distanza maggiore che non i positivi e che quindi dopo un certo tempo vi sarà un eccesso di ioni positivi nello spazio fra i due dischi. Soffiando poi il gas sopra un filtro elettrico si verrebbero a raccogliere queste cariche positive.

Soggiunge poi lo Zeleny che se i dischi vengono portati ad una distanza così piccola, che l' escursione degli ioni positivi durante un' alternazione sia maggiore od uguale alla distanza stessa dei dischi, non ci sarà più l' eccesso di ioni positivi, giacchè tutti, indistintamente, verrebbero gettati sui piatti. Di modo che il cammino percorso dai positivi durante un' alternazione sarebbe appunto uguale a quella certa distanza dei piatti, per cui il gas soffiato cessa di abbandonare al filtro una carica positiva. Di quì un metodo per misurare la velocità assoluta degli ioni positivi sotto una caduta di potenziale unitaria. Lo Zeleny però non porta alcun risultato numerico, nè pare abbia cercato di accertarsi fino a qual punto sia realizzabile il metodo.

Lo stesso concetto, per mostrare la diversa velocità dei due ioni, può svilupparsi semplicemente nel seguente modo, che si presta assai bene ad una dimostrazione da scuola [1]). Due grandi dischi metallici, verticali e paralleli fra loro, sono collegati con gli elettrodi del secondario di un rocchetto di Rühmkorff, che funziona da trasformatore, essendo il primario percorso da una corrente alternata. Al di sotto dei due dischi

1) A. Sella. La conduttività elettrica dei gas. Atti dell'Associazione Elettrotecnica. V, 168, 1901.

ed a distanza eguale da ciascuno di essi arde una fiammella ad alcool, in modo che i prodotti di combustione vengono a trovarsi, sollevandosi, in un campo elettrostatico alternante. Si constata allora che un filo metallico sospeso fra i due dischi e collegato con un elettroscopio va rapidamente caricandosi di elettricità positiva. E si può anche mostrare che le cariche negative corrispondenti sono distrutte dai dischi, ponendo tra essi altri due dischi eguali e paralleli, ma isolati; per tal modo il campo fra questi due ultimi non è sensibilmente diverso dal precedente. Facendo ora arrivare in questo spazio i prodotti della combustione, i dischi isolati andranno caricandosi negativamente, come si può dimostrare collegandoli con l'elettroscopio, attraverso ad un filo di cotone (cioè una resistenza grande affinchè si conservi il campo alternato fra i due dischi).

Restando nella disposizione precedente di due soli dischi, se supponiamo che la causa della ionizzazione agisca uniformemente in tutto il campo, la distribuzione degli ioni supposta funzione di t ed x, sarebbe determinata dalle seguenti equazioni:

$$\frac{\partial \overset{-}{n}}{\partial t} = a - b\, \overset{-}{n}\, \overset{+}{n} + \overset{-}{k}\, \frac{\partial}{\partial x}\left(\overset{-}{n}\, \frac{\partial V}{\partial x}\right),$$

$$\frac{\partial \overset{+}{n}}{\partial t} = a - b\, \overset{-}{n}\, \overset{+}{n} - \overset{+}{k}\, \frac{\partial}{\partial x}\left(\overset{+}{n}\, \frac{\partial V}{\partial x}\right),$$

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = 4\,\pi\,\varepsilon\,(\overset{+}{n} - \overset{-}{n})\,;$$

in cui l'asse delle x è diretto parallelamente alla direzione del campo; $\overset{+}{n}$ ed $\overset{-}{n}$ indicano il numero degli ioni risp. positivi e negativi, contenuti nell'unità di volume del gas nel punto x ed al tempo t; a è la velocità di produzione degli ioni determinata dalla causa ionizzante, supposta costante; b la velocità di ricombinazione per $\overset{+}{n} = \overset{-}{n} = 1$, $\overset{+}{k}$ e $\overset{-}{k}$ le velocità per gradiente unitario, ε la carica di uno ione, V il potenziale. La ragione dei due primi termini dei membri a destra delle pri-

me due equazioni si intende senz' altro; il terzo termine è dovuto al fatto che attraverso all' unità di sezione normale all' asse, nel punto x passa nell' unità di tempo un numero di ioni dato da $k\left(n\frac{\partial V}{\partial x}\right)_x$ e ne passa nel punto $x+dx$ un numero $k\left(n\frac{\partial V}{\partial x}\right)_{x+dx}$. (Equazioni consimili furono già date dal Thomson, *Phil. Mag.* **47**, 257, 1899). Supponendo ora di poter eliminare da queste tre equazioni le due funzioni $\overset{+}{n}$ ed $\overset{-}{n}$ si giungerebbe ad una sola equazione che dà la V in funzione di x e t; con le condizioni ai limiti che per i valori di x corrispondenti ai due dischi, V è funzione armonica del tempo.

Le condizioni in cui abbiamo operato nelle ricerche che esporremo, sono però diverse dalle precedenti, in quanto si è studiato il comportamento di una fiamma in un campo alternato, ma in modo che la fiamma stessa, cioè lo spazio sede della ionizzazione sia una piccola parte del campo e che il campo stacchi gli ioni e li porti fuori di quello spazio.

Che anche in questo caso si debbano prevedere fenomeni di polarità risulterebbe già dal semplice fatto, che quando una fiamma è accesa in uno spazio chiuso, (in cui cioè non entri in giuoco la caduta di potenziale atmosferica) la fiamma si elettrizza positivamente [1]), mentre l' aria all' intorno dà segni di elettrizzazione negativa [2]). Fatto che si può spiegare nel modo più semplice, ammettendo che gli ioni negativi si diffondano all' intorno più rapidamente che non i positivi, che cioè quelli abbiano, per così dire, un esistenza più facile fuori della fiamma, donde la creazione di un campo con linee di forza che dalla fiamma sono dirètte verso l' esterno.

Noi disponemmo dunque due piatti metallici, isolati con cura, in posizione verticale e paralleli fra loro; li ponemmo in comunicazione con i poli del secondario di un rocchetto di Ruhmkorff, essendo il primario percorso da una corrente alternata, per modo di avere fra i due piatti un campo elettrostatico orizzontale alternato. Fra i due piatti veniva posta la

1) Becquerel. Ann. de Chim. et de Phys., II, **27**, 18, 1824.
2) Kelvin. Nature. Aprile 1897 e Proc. Roy. Soc. Edinb. **16**, 1889.

fiamma da esaminare. Per giudicare poi dello stato elettrico della fiamma stessa o di un altro punto qualunque del campo, furono usati via via metodi diversi, a seconda che venivano dichiarati migliori dall' esperienza.

Senza insistere sulle numerose modificazioni successive, ci limitiamo ad esporre dapprima i metodi preliminari per passare poi alla descrizione della disposizione finale.

§ 2. Ricerche preliminari.

1. La prima idea fu quella di lasciare la fiamma ben isolata, immobile e ad eguale distanza dai piatti e di andare ad esaminare lo stato elettrico dei singoli punti del campo con una sonda metallica in comunicazione con l' ago di un elettrometro Thomson-Mascart, a coppie di quadranti cariche.

Con una tale disposizione che permetteva di misurare il potenziale di un determinato punto del campo, nello stato di regime, si cominciò col constatare che fino a che la sonda si trovava in vicinanza della fiamma, l' elettrometro accennava una forte elettrizzazione positiva, la quale andava poi diminuendo, fino anche a cambiare di segno, spostando la sonda dalla fiamma verso uno dei dischi. Ma in queste condizioni le deviazioni elettrometriche sono molto incostanti, per la qual cosa pensammo invece di mettere la sonda in comunicazione per un dato tempo con una capacità e sopprimere poi questa comunicazione, collegando subito dòpo la capacità coll' elettrometro. Le misure sono così più costanti, ma richiedono maggior tempo.

2. Per abbreviare le misure, ricorremmo ad un' altra disposizione. Mettemmo la sonda in comunicazione con l' elettrometro e attraverso ad una resistenza molto grande (soluzione di ioduro di cadmio in alcool amilico) col suolo. Ottenendosi in questo modo dei risultati abbastanza concordanti, sorse spontanea l' idea di semplificare ancora questa misura elettrometrica di corrente, ponendo invece la sonda al suolo attraverso un galvanometro e misurando con questo la corrente. L' inconveniente poi di una forte deformazione risentita dalla fiamma al solo appressarle la sonda, ci indusse a

collegare direttamente la fiamma col galvanometro e spostare la fiamma stessa fra i due dischi.

E con questo passiamo senz' altro alla descrizione della

§ 3. Disposizione sperimentale definitiva e metodo di misura.

Due dischi metallici isolati D_1 e D_2 (Vedi fig. 1) sono disposti in posizione verticale e paralleli fra di loro e sono in comunicazione con gli elettrodi del secondario S d' un rocchetto di Ruhmkorff R, nel primario P del quale circola una

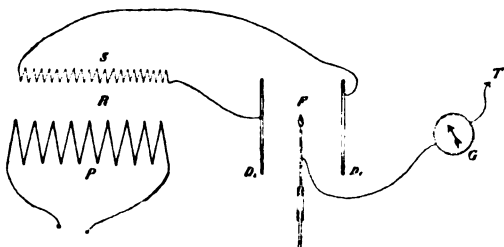



Fig. 1.

corrente alternata. Fra i due dischi arde una fiammella F che è messa in comunicazione col suolo T attraverso alle bobine di un galvanometro G. Il concetto generale della misura era il seguente: spostare la fiammella nel campo fra i due dischi e misurare per ogni posizione la corrente indicata dal galvanometro.

Diremo ora di ciascuna parte della disposizione sperimentale. I due dischi metallici del diametro di cm. 25 erano sorretti verticalmente da un gambo, che nell' estremità inferiore era fissato nel centro di un cilindro di lacca, contenuto in un grosso tubo di vetro del diametro interno di cm. 5. Ciascun tubo poi era sorretto da un ordinario sostegno che permetteva di variare l' altezza e la distanza dei due dischi. Il Ruhmkorff adoperato era di media grandezza; nel suo primario circolava una corrente alternata di circa 12 Ampère efficaci e 42 alternazioni intere al secondo, presa dalla condotta di città a 50 Volt, inserendo però opportune resistenze. La differenza di potenziale fornita dal nostro trasformatore fu determinata me-

diante la misura della distanza esplosiva fra un piano ed una punta d'ago, con l'aiuto di tabelle costruite da Jona per correnti sensibilmente sinusoidali [1]) e risultò molto prossima ai 12000 Volt.

Il galvanometro era un Thomson-Siemens con i magneti a campana e con quattro bobine a resistenza complessiva di 6925 Ohm. La sensibilità veniva variata col sistema astatizzatore e determinata prima di ogni serie di esperienze. La deviazione si misurava proiettando su di una scala il filamento incandescente di una lampadina elettrica, riflesso dallo specchio.

Quanto al modo di ardere della fiamma ed all'isolamento di questa se ne dirà trattando di ciascun tipo di fiamma.

Le misure furono condotte tutte nel medesimo modo: si teneva fissa la distanza dei due dischi e spostando normalmente ai piatti la fiamma nell'interno del campo si notava di centimetro in centimetro la corrente indicata dal galvanometro. Si cambiava poi la distanza fra i due dischi e per la nuova distanza si ripetevano le medesime misure e così via. Si cercava di mantenere sempre costanti le dimensioni della fiamma; ma giova notare che una piccola variazione delle dimensioni non porta un'influenza apprezzabile sul valore della corrente galvanometrica; era invece molto importante misurare con una certa precisione la distanza della fiamma dai dischi, variando la corrente rapidamente con questa distanza.

I numeri che riporteremo nelle tabelle successive sono per ciascuna posizione la media di due misure fatte ad eguale distanza da ciascuno dei due piatti. Per dimostrare la simmetria delle misure rispetto al piano centrale riportiamo a titolo di esempio una serie completa — prima cioè di fare la detta media — ottenuta con la fiamma ad acetato di amile:

1) E. Jona. Ancora delle distanze esplosive. Elettricista, Roma, VII, 51, 1899.

Distanza dei dischi cm. 30.

Distanza della fiamma dal piatto di sinistra in cm.	Corrente in Amp. $\times 10^{-9}$	Distanza della fiamma dal piatto di destra in cm.	Corrente in Amp. $\times 10^{-9}$
8	1320	8	1320
9	1040	9	1040
10	800	10	760
11	520	11	520
12	320	12	360
13	200	13	220
14	120	14	140
15	80	15	80

Il limite minimo di distanza da uno dei piatti era dato da quella posizione, in cui cominciavano a scoccare scintille dal piatto alla fiamma.

§. 4. **Fiamme a liquido.**

Per ottenere queste fiamme si riempiva della sostanza liquida da studiarsi una piccola lampada metallica a stoppino regolabile e precisamente una di quelle lampadine annesse ai fotometri e che si usano per avere una luce campione. L'altezza della fiamma si regolava al solito modo e fu sempre mantenuta di cm. 4 ; il diametro dello stoppino era di cm. 0,8. La lampada era sostenuta da un cilindro isolante di paraffina e comunicava metallicamente col galvanometro.

Benzina. — La fiamma arde con gran copia di fumo e non è facile determinarne l'altezza. Eccitato il campo, la fiamma si allarga, diventa molto più luminosa, non dà più fumo e se non si trova rigorosamente a metà fra i due dischi si piega violentemente verso il piatto più vicino.

Date queste fortissime deformazioni della fiamma che piegandosi sino a toccare uno dei piatti crea un ponte conduttore fra questo e la lampada, fu impossibile qualunque misura almeno con quelle dimensioni della fiamma e nei campi della nostra intensità. Però constatammo che diminuendo dimensioni e campo si avevano azioni elettriche fortissime, cioè una cor-

rente positiva elevata dalla fiamma al suolo attraverso il galvanometro.

Solfuro di carbonio. — La fiamma, prima di eccitare il campo, brucia tranquilla, è del colore azzurro caratteristico, non dà fumo, è solo accompagnata talora da alcuni spruzzetti di luce gialla, dipendenti forse da impurità sullo stoppino. Eccitato il campo, la fiamma non si deforma affatto, ma continua a bruciare tranquillamente come prima, qualunque sia la sua distanza dai piatti.

Quanto alle misure galvanometriche, queste hanno dato sempre risultato nullo anche aumentando la sensibilità del galvanometro, aumentando l' intensità del campo ed avvicinando la fiamma ad uno dei piatti proprio fino a che scocchino delle scintille dal piatto al beccuccio della lampada. Si tentò anche una misura elettrometrica, più sensibile di quella galvanometrica e l' elettrometro accennò una leggerissima carica positiva, la quale attribuiamo a quegli spruzzetti di luce gialla sopra accennati.

Acetato d'amile. — Eccitato il campo, la fiamma si deforma molto volgendosi sempre verso il piatto più vicino e rimanendo però sufficientemente tranquilla; comincia ad essere alquanto agitata, solo quando la distanza da uno dei piatti è piccola.

Le misure fatte col metodo già descritto hanno dato i risultati racchiusi nella seguente tabella, in cui D indica la distanza dei piatti; nella colonna verticale d stanno in cm. le distanze della fiamma da uno dei piatti e nella colonna I il valore della corrente galvanometrica in amp. $\times 10^{-9}$:

D = 30 cm.		D = 20 cm.		D = 15 cm.	
d	I	*d*	I	*d*	I
15	80	10	440	7,5	800
14	130	9	520	7	920
13	210	8	920	6,5	1080
12	340	7	1360	6	1320
11	520			5,5	1580
10	780				
9	1040				
8	1320				

Con tali numeri si sono costruite le curve riportate nella fig. 2, dove D_1 rappresenta il piatto, le ascisse rappresentano la distanza *d* della fiamma da questo e le ordinate i valori

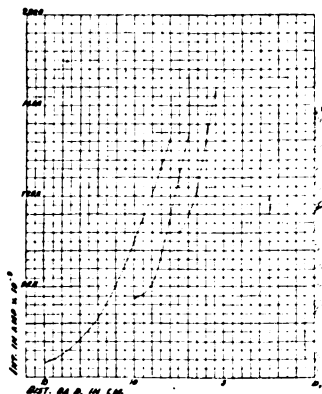



Fig. 2.

di I; ciascuna curva comincia dal punto corrispondente alla posizione della fiamma a metà fra i due dischi. Nello stesso modo sono state pure disegnate le figure seguenti.

A completare la tabella aggiungiamo alcune osservazioni: andando con la fiamma ancor più vicino ai piatti (cioè a 7 cm. nel 1° caso, a 6 nel 2°, a 5 nel 3°) la fiamma si agita molto, sì da impedire le misure, ma ciò non ostante si può assicurare che la deviazione seguita a crescere fino al punto (circa 4 cm. dal piatto) in cui cominciano a scoccare le scintille.

Avvicinando ancora i piatti sino alla distanza di 10 cm. non è più possibile, nelle nostre condizioni, fare delle misure, perchè il galvanometro anche senza magnete astatizzatore dà deviazioni non comprese nella scala. Si è potuto constatare però che la deviazione *diminuisce* spostando la fiamma dal centro verso uno dei piatti.

Alcool. — La fiamma si deforma molto nel campo alternato e si volge sempre verso il piatto più vicino. Raccogliamo come al solito in una tabella i risultati delle misure, notando però che in questo caso per ogni data posizione della fiamma il galvanometro non dava una deviazione costante, come av-

veniva in genere per le altre fiamme, ma continuava ad oscillare di 5 o 6 divisioni; si cercò quindi di apprezzare la posizione media. Il significato delle lettere e le unità sono come nella tabella precedente, cioè essendo d misurato in cm., I in amp. $\times 10^{-9}$:

D = 30 cm.		D = 20 cm.		D = 15 cm.		D = 10 cm.	
d	I	d	I	d	I	d	I
15	20	10	440	7,5	840	5	2640
14	50	9	560	7	1000	4,5	2180
13	160	8	800	6	1660	4	1640
12	250	7	1400	5	1740		
11	460	6	1740	4,5	1680		
10	650	5	1760				
9	940	4,5	1640				
8	1360	4	1480				
7	1660						
6	1700						
5	1680						

Con tali risultati sono state costruite le curve della fig. 3 ed allo stesso modo tenuto nella figura precedente. Le misure

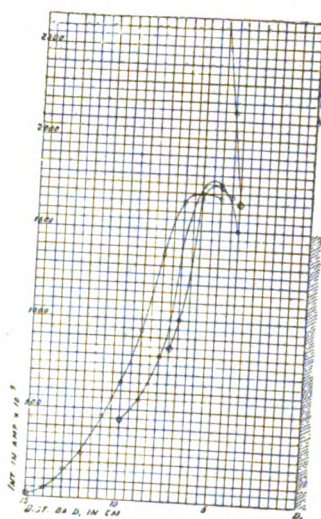



Fig. 3.

furono spinte sino proprio al punto in cui per la troppa vicinanza della fiamma al piatto cominciavano a scoccare delle scintilline. Notevole è il fatto che le curve presentano verso la fine un ramo discendente.

§ 5. **Fiamme a gas.**

I vari gas da esaminare si accendevano su di un beccuccio metallico, innestato in un tubo di vetro di diametro interno maggiore e riempiendo l' interstizio anulare con lacca; il beccuccio, che si poteva così ritenere isolato, veniva collegato col galvanometro. Il diametro interno del beccuccio era di circa 1 mm. e si regolava la pressione in modo che la fiamma raggiungesse, come sempre, l' altezza di 4 cm.

Gas illuminante. — Per potere fare dei confronti fra gas acceso direttamente nell' aria e gas mescolato previamente con aria, invece del beccuccio che servì per gli altri gas, facemmo uso di un becco Bunsen isolato dalla condotta mediante due tubi di vetro incastrati coassialmente e coll' interstizio anulare riempito di lacca.

a) L' accesso dell' aria viene chiuso, la fiamma è luminosa. Eccitato il campo la fiamma si schiaccia volgendo la punta verso il piatto più vicino.

D = 30 cm.		D = 20 cm.		D = 15 cm.		D = 10 cm.	
d	I	*d*	I	*d*	I	*d*	I
15	40	10	160	7,5	480	5	1000
14	90	9	240	7	550	4,5	910
13	160	8	390	6	600	4	780
12	250	7	490	5	680		
11	360	6	560	4	590		
10	485	5	600				
9	595	4	530				
8	735						
7	850						
6	900						

La fig. 4 contiene la rappresentazione di queste osservazioni.

b) Si apre l' accesso dell' aria in modo da avere una fiamma oscura.

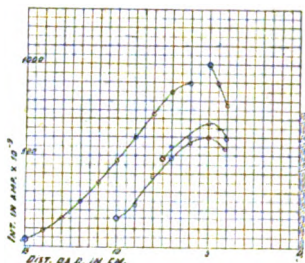



Fig. 4.

D = 30 cm.		D = 20 cm.		D = 15 cm.	
d	I	*d*	I	*d*	I
15	40	10	310	7,5	660
14	72	9	390	6,5	515
13	110	8	320	5,5	300
12	167	7	270	4,5	265
11	192	6	230	3,5	245
10	205	5	200		
9	215	4	185		
8	220				
7	210				
6	192				
5	155				
4	130				

Con questi numeri si è costruita la fig. 5. Il comportamento del gas con o senza accesso di aria è molto diverso.

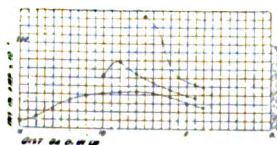



Fig. 5.

Acetilene. — Il gas generato nel solito modo veniva lavato e poi raccolto in un gasometro. Dal gasometro veniva

poi portato al beccuccio descritto. Nel campo la fiamma si deforma nel solito modo (Vedi fig. 6).

D = 30 cm.		D = 20 cm.		D = 15 cm.	
d	I	*d*	I	*d*	I
15	0	10	13	7,5	27
14	0	9	20	7	40
13	0	8	40	6	67
12	7	7	80	5	146
11	13	6	126	4	240
10	20	5	173		
9	27	4	240		
8	53				
7	67				
6	120				
5	150				
4,5	160				

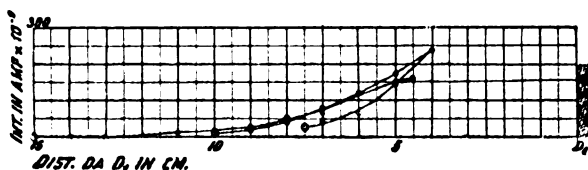



Fig. 6.

Avvicinando ancora i piatti si è visto che a 10 cm. di distanza dei piatti nel mezzo si ha ancora un minimo.

Metano. — Il gas ottenuto riscaldando acetato sodico con calce sodata veniva lavato in acqua, H_2SO_4 e poi raccolto in un gasometro. Dal gasometro veniva bruciato nel beccuccio (Vedi fig. 7).

D = 30 cm.		D = 20 cm.		D = 15 cm.		D = 10 cm.	
d	I	*d*	I	*d*	I	*d*	I
15	13	10	67	7,5	80	5	147
13	27	9	67	7	80	4	107
11	53	8	80	6	86,6	3	67
9	80	7	107	5	106,6		
8	93	6	147	4	80		
7	93	5	127				
6	107						
5	133						

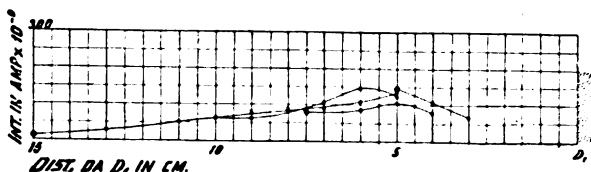



Fig. 7.

Questa fiamma presenta molto spiccatamente un massimo nel mezzo, per piccole distanze dei dischi.

Idrogeno. — Il gas ottenuto per reazione dell' acido solforico sullo zinco, veniva lavato in acqua, soluzione di potassa caustica ed acido solforico, poi acceso direttamente ovvero raccolto prima in un gasometro.

La fiamma nel campo alternato non si deforma affatto e le misure elettriche hanno dato risultato *nullo.* Si pensò allora di introdurre diversi corpi nell' interno della fiamma. Un filo di platino bene pulito dà risultato nullo sia rispetto alla deformazione, sia rispetto alla corrente galvanometrica. Così un frammento di reticella Auer che non colori la fiamma.

Si passò allora a studiare il comportamento di vapori metallici introducendo nella fiamma perle di cloruri volatili.

Perla di NaCl nella fiamma ad H. — Deformazione fortissima nel campo.

I risultati delle misure elettriche sono contenuti nella tabella seguente e nella fig. 8.

D = 30 cm.		D = 20 cm.		D = 15 cm.	
d	I	*d*	I	*d*	I
15	0	10	140	7,5	320
14	10	9	170	7	380
13	30	8	260	6	460
12	60	7	500	5	880
11	100	6	980		
10	160				
9	280				
8	400				
7	800				
6	1200				

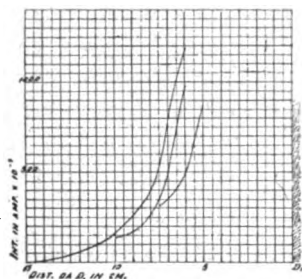



Fig. 8.

Perla di RbCl nella fiamma ad H. — Deformazione, come prima, molto forte.

D = 20 cm.	
d	I
10	140
9	160
7	260
5	640

I valori riportati nelle tabelle per il cloruro sodico e di rubidio non sono paragonabili fra di loro, perchè essi dovevano dipendere in forte misura dalle dimensioni della perla, dal diametro del filo che la reggeva, da circostanze insomma

che non lasciassero costante la quantità di vapore. Per misure comparative si sarebbe dovuto ricorrere al sistema degli spruzzatori in modo da bruciare gas contenente quantità conosciute di sale. A noi premeva solo di fissare il comportamento generale dei vapori metallici.

Idrogeno solforato. — Il gas ottenuto per reazione dell'acido solforico sul solfuro di ferro veniva lavato in acqua, potassa e poi bruciato direttamente. Nel campo non presenta deformazione e dà risultato elettrico *nullo.*

Ossido di carbonio. — Il gas ottenuto per reazione a caldo di acido formico e solforico veniva lavato in acqua, potassa e poi raccolto in un gasometro. La fiamma non si deforma affatto nel campo, sembra solo avere un brivido nell'istante in cui si eccita il campo. Anche portandola molto vicino ad uno dei piatti non si osserva traccia di deformazione e quando si giunge a prendere col beccuccio stesso delle scintilline, esse vanno direttamente dal piatto al beccuccio, accennando solo con una leggera curvatura del tratto di scintilla ad una conduttività della fiamma. Le misure elettriche hanno dato sempre risultato nullo, anche variando l'intensità del campo, la distanza dei piatti, la sensibilità del galvanometro.

Cianogeno. — Ottenuto scaldando in tubo di vetro infusibile del cianuro di mercurio e poi bruciato direttamente sul beccuccio. Si deforma nel campo (Vedi fig. 9).

D = 20 cm.		D = 15 cm.	
d	I	*d*	I
10	330	7,5	670
8	600	7	730
6	2130	6	1670
4	2530	5	2060

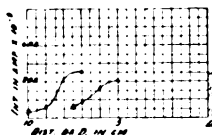



Fig. 9.

§ 6. **Fiamme a solido.**

Di solito, la sostanza veniva foggiata a candela con anima, posta sopra un sostegno isolante e poi si univa metallicamente lo stoppino al galvanometro in un punto poco inferiore a quello in cui esso ardeva; non si poneva un filo metallico direttamente nella fiamma per non avere punte metalliche libere. La resistenza dello stoppino non è così grande da nuocere al risultato, come si può facilmente riconoscere. In altri casi si faceva ardere la sostanza in un piccolo cucchiaio metallico sorretto da un sostegno isolante e comunicante col galvanometro.

Diamo solo un breve accenno dei risultati trovati.

Canfora. — Nel campo si deforma e dà forte corrente positiva. Per $D = $ cm. 20 si è ottenuto nel mezzo $I = 200$ amp. $\times 10^{-9}$.

Candela stearica o di paraffina. — La fiamma si deforma e per $D = 20$ dà una corrente dell' ordine di quella trovata per l' acetato d' amile.

Zolfo. — Abbiamo ottenuto risultati molto incerti. Variando la distanza dei dischi e la posizione del cucchiaio, in cui ardeva lo zolfo, si ottenne generalmente una leggera corrente positiva, ma in qualche caso abbiamo anche osservato una corrente negativa.

Fosforo. — La deformazione della fiamma è molto grande. Le misure galvanometriche diedero leggerissime correnti negative. Si ricorse allora al metodo elettrometrico più sensibile. Finchè il fosforo umido si ossidava lentamente all' aria, si osservava una debole elettrizzazione positiva; ma appena si eccitava la combustione, l'elettrometro accennava una forte elettrizzazione negativa.

§ 7. **Riassunto dei risultati sperimentali.**

Il primo fatto che si presenta a chi esamini i risultati contenuti nel capitolo precedente si è la suddivisione delle fiamme cimentate in tre classi distinte: cioè in quelle che

danno nel campo elettrostatico alternato una corrente positiva dalla fiamma al suolo, in quelle che danno una corrente nulla ed in quelle che danno una corrente negativa. Il fatto è raccolto nel seguente prospetto

Fiamme a corrente nulla	Fiamme a corrente positiva	Fiamme a corr. negativa
Solfuro di carbonio	Benzina	Fosforo
Idrogeno	Acetato d' amile	Zolfo (?)
Idrogeno solforato	Alcool	
Ossido di carbonio	Gas illuminante	
	Gas id. mescolato con aria	
	Acetilene	
	Metano	
	Perle di NaCl e RbCl in H	
	Cianogeno	
	Canfora	
	Candela stearica	
	Paraffina	
	Zolfo (?)	

Si vede che la maggior parte delle fiamme danno corrente positiva, poche nulla ed un solo caso di corrente negativa è ben accertato, cioè per il fosforo [1]). Se ne deve concludere che per le fiamme a corrente positiva gli ioni negativi hanno fuori della fiamma una velocità maggiore che non i positivi; l'opposto avviene per il fosforo. Sono conosciuti altri casi, in cui gli ioni positivi hanno velocità maggiore, come per es. per gli ioni generati nell' arco voltaico (Child).

Quanto alle fiamme che non danno corrente, il risultato può spiegarsi sia ammettendo che la produzione di ioni sia così piccola o la loro esistenza fuori della fiamma così difficile da non poter dimostrare effetto sensibile nella nostra disposizione sperimentale, ovvero ammettendo che la velocità degli ioni negativi e positivi sia sensibilmente eguale.

1) A questo proposito giova ricordare che Erman aveva già riconosciuto nella fiamma del fosforo un comportamento elettrico diverso da quello delle altre flamme (Ueber die fünffache Verschiedenheit der Körper in Rücksicht auf galvanisches Leitungsvermögen, Gilberts Annalen, XXII, p. 23, 1806.

Si presentava perciò spontanea l'idea di ricorrere ad esperienze dirette per decidere quale delle due cause fosse la prevalente. Noi abbiamo operato nel seguente modo: si immagini tolto uno dei dischi e posto l'altro in comunicazione con una sorgente a potenziale costante; la fiamma isolata è collegata come prima col galvanometro. Si può ora cimentare nelle medesime condizioni le diverse fiamme, invertendo anche la polarità del disco. Il disco era collegato con il polo di una batteria di 120 elementi ad acqua, zinco ed argento, mentre il secondo polo era a terra; la fiamma veniva portata piuttosto vicino al disco a causa del valore basso del potenziale rispetto al caso del campo alternato; perciò il disco era ora costituito dalla parete metallica di una cassetta ripiena d'acqua per impedirne il riscaldamento.

Noi abbiamo fatto delle ricerche di ordine piuttosto qualitativo; abbiamo però constatato che quelle fiamme che prima davano corrente positiva, mostrarono ora una corrente galvanometrica molto più intensa con disco positivo, mostrando così una velocità maggiore degli ioni negativi. Colle fiamme invece che dianzi avevano dato corrente nulla, come per CS_2, CO, H_2S, H avemmo valori sensibilmente eguali cambiando il segno del disco e poi generalmente valori assoluti minori dei precedenti. Ne vorremmo concludere che in queste fiamme è bensì in generale minore il numero degli ioni che possono escire dalla fiamma, ma sopratutto è caratteristico il fatto che le velocità delle due specie sono sensibilmente eguali. Esperienze più estese e più precise sopra questo argomento e con disposizione simile a quella da noi adottata, cioè con un elettrodo fuori della fiamma sarebbero molto desiderabili, chè di misure con elettrodi nella fiamma è piena la letteratura.

Una divisione dal punto di vista, per così dire, chimico, delle diverse fiamme rispetto al loro comportamento nel campo alternato non sembra facile. Così non si tratta di una maggiore o minore complessità della molecola della sostanza che arde, non si tratta di un comportamento diverso a seconda della natura dei prodotti di combustione ecc.

Passiamo ora ad esaminare un poco più da vicino le fiamme, che danno corrente positiva.

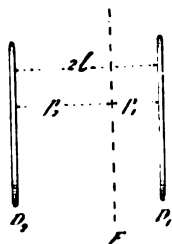
In tutte si ha, nel centro, aumento della corrente coll' avvicinare dei piatti. Ma mentre nel metano, nel gas illuminante mescolato previamente o meno con l' aria, nell' alcool si ha una distanza dei dischi per la quale si trova spostando la fiamma fra i dischi un massimo di corrente, la quale poi diminuisce coll' avvicinare la fiamma ad un disco, tale distanza non si presentò per il cianogeno, l'acetilene, i vapori di cloruro di sodio o rubidio nella fiamma ad idrogeno. Per la prima classe la distanza della fiamma da un disco per la quale si trova il massimo non dipende molto dalla distanza dei due dischi e questo è un fatto molto interessante, sul quale richiamiamo l' attenzione.

Per rendersi ragione di questa diminuzione presso i piatti ed in generale di tutto l' andamento delle curve per le diverse fiamme noi abbiamo fatto alcuni tentativi, per così dire teorici; con risultati invero molto scarsi, ma che non crediamo del tutto inutile riferire.

§ 8. Tentativi teorici.

a) Per tentare di farci un' idea del comportamento di una fiamma in condizioni, se si può dire così, ideali, faremo le seguenti ipotesi: 1° che la fiamma abbia dimensioni così piccole da poter rappresentare le cose come se fra i piani D_1 e D_2 (fig. 10) rappresentanti i dischi, fosse un piano F, la fiamma, in cui avviene la produzione degli ioni, staccati poi e portati verso i dischi dal campo, 2° che la distribuzione degli ioni non alteri il campo, cioè che essi si muovano come se il campo fosse in ogni istante uniforme e lineare da un disco all' altro, 3° che il numero degli ioni prodotti nell' unità

Fig. 10.

di tempo sia costante ed indipendente dall' intensità del campo, 4° che il porre il sostegno della fiamma attraverso il galvanometro al suolo non alteri il campo stesso, 5° che la velocità

di uno ione sia proporzionale all' intensità del campo. Allora avremo per uno ione

$$\frac{dx}{dt} = \frac{hk}{2l} \operatorname{sen} \nu t. \tag{1}$$

in cui la posizione x dello ione è contata lungo un asse x parallelo alla direzione del campo, h è la differenza massima di potenziale fra i piatti, $2l$ la distanza di questi, k la velocità dello ione sotto la forza uno, $\nu = 2\pi / T$, in cui T è il periodo di un' alternazione completa. Supponendo di contare le x dal piano della fiamma ed il tempo dall' istante in cui il campo ha valore zero, noi avremo che l' equazione del moto di uno ione, partito dalla fiamma al tempo ϑ successivo a $t=0$, sarà dato da:

$$x = \frac{hk}{2l\nu} (\cos \nu \vartheta - \cos \nu t). \tag{2}$$

Nel caso speciale in cui $\vartheta = 0$, in cui cioè lo ione parta dalla fiamma nell' istante $t = 0$ l' equazione diventa

$$x = \frac{hk}{2l\nu} (1 - \cos \nu t), \tag{3}$$

e possiamo farci un' idea del moto di questo ione mediante la curva O M A della fig. 11, in cui i tempi νt sono portati sull' asse verticale, mentre le ascisse rappresentano gli spazi percorsi alla fine dei rispettivi tempi νt. Conseguenza immediata dell' equazione (2) si è che: siccome i vari ioni che partono dalla fiamma F nei successivi tempi ϑ danno luogo ad equazioni che differiscono solo per una costante, per tutti questi ioni $\frac{dx}{dt}$ sarà identico e quindi nella nostra rappresentazione (Vedi fig. 11) si avranno tante sinusoidi identiche e solo spostate parallelamente a se stesse.

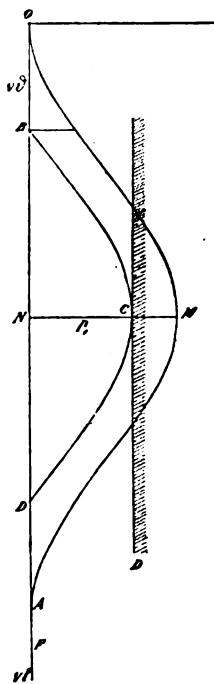



Fig. 11.

Tale ad esempio è la B C D cui ha dato luogo lo ione partito al tempo $\nu\vartheta$.

Dalla (2) si ricava pure che la massima escursione x_m che può fare un ione è data da

$$x_m = \frac{hk}{2 l \nu} (\cos \nu \vartheta + 1), \tag{4}$$

la quale mostra che queste massime escursioni sono funzioni di ϑ, cioè dell' istante in cui parte lo ione dalla fiamma. La più grande possibile corrisponde al caso $\vartheta = 0$ ed è data da (Vedi fig. 11)

$$\mathrm{M\,N} = \frac{hk}{l\nu}\,. \tag{5}$$

Ne segue che vi saranno ioni assorbiti dal disco D, solo se la sua distanza p dalla fiamma è minore di $hk/l\nu$. In questo caso il piatto D assorbirà tutti gli ioni partiti dalla fiamma dal tempo $t = 0$ sino al tempo $t = \vartheta$, essendo ϑ definito appunto dalla (4) facendo in essa $x_m = p$, cioè sarà dato da

$$\cos \nu \vartheta = \frac{2 l \nu p}{hk} - 1$$

ossia

$$\cos \frac{\nu\vartheta}{2} = \sqrt{\frac{l \nu p}{hk}}\,. \tag{6}$$

Questo numero ϑ possiamo dire che rappresenta il numero degli ioni assorbiti dal piatto D, durante un' alternazione completa, giacchè abbiamo supposto nel principio che il numero degli ioni prodotti nell' unità di tempo sia costante.

Ricordiamo ora che vi sono due specie di ioni con velocità diverse $\overset{+}{k}$ e $\overset{-}{k}$ ed essendo $\overset{-}{k} > \overset{+}{k}$, dalla (6) si vede che $\overset{-}{\vartheta} > \overset{+}{\vartheta}$, cioè che il piatto D assorbe un maggior numero di ioni negativi, di quello che non ne assorba di positivi. Noi riterremo che *la corrente positiva che passa per il galvanometro sia rappresentata appunto dall' eccedenza di ioni negativi, esauriti dai piatti, sopra di quelli positivi.*

Tenendo conto della presenza dei due dischi D_1, D_2 noi avremo in generale per la corrente galvanometrica I

$$I = \overset{-}{\vartheta}_1 - \overset{+}{\vartheta}_1 + \overset{-}{\vartheta}_2 - \overset{+}{\vartheta}_2 \tag{7}$$

in cui le ϑ sono date da equazioni analoghe alle (6), cioè:

$$\begin{aligned} \cos\frac{\nu\overset{-}{\vartheta}_1}{2} &= \sqrt{\frac{l\nu p_1}{h\overset{-}{k}}}, \qquad \cos\frac{\nu\overset{+}{\vartheta}_1}{2} = \sqrt{\frac{l\nu p_1}{h\overset{+}{k}}} \\ \cos\frac{\nu\overset{-}{\vartheta}_2}{2} &= \sqrt{\frac{l\nu p_2}{h\overset{-}{k}}}, \qquad \cos\frac{\nu\overset{+}{\vartheta}_2}{2} = \sqrt{\frac{l\nu p_2}{h\overset{+}{k}}} \end{aligned} \tag{8}$$

in cui p_1 e p_2 rappresentano le distanze della fiamma rispettivamente da D_1 e D_2 onde $p_1 + p_2 = 2l$.

Vediamo ora quello che avviene, quando noi cambiamo la distanza dei dischi e spostiamo la fiamma nello spazio compreso tra questi.

Cominciamo con una distanza di dischi ed intensità di campo tale che uno ione negativo possa per l'appunto giungere sopra uno di essi, quando la fiamma è nel centro; allora per la (5) dovrà essere

$$l = \sqrt{\frac{h\overset{-}{k}}{\nu}}. \tag{9}$$

Avvicinando ora la fiamma ad uno dei dischi D_1, entra in giuoco solo quest'ultimo, non potendo alcuno ione arrivare sino al disco dall'altra parte; di più su D_1 arriveranno nel principio solo ioni negativi e quindi la corrente varrà

$$I = \overset{-}{\vartheta}_1 \quad \text{in cui} \quad \cos\frac{\nu\overset{-}{\vartheta}_1}{2} = \sqrt{\frac{p_1}{l}}.$$

Per $p_1 = l$, $I = 0$, ma essendo

$$\left(\frac{d\overset{-}{\vartheta}_1}{dp_1}\right)_{p_1 = l} = \infty$$

si vede che l'aumento di I in principio è grande, ciò che permette praticamente di ritenere che, tenendo la fiamma ad

eguale distanza dai piatti e spostando questi ultimi gradatamente, quando abbiamo raggiunto il punto in cui un galvanometro sensibile comincia ad accusare una corrente, questa distanza vale $l = \sqrt{h \bar{k} / v}$, da cui potrebbe seguire una determinazione del valore di $\bar{k}$. Seguitando ad avvicinare la fiamma a D_1, I cresce sempre sino al momento in cui cominciano ad arrivare sul disco gli ioni positivi, cioè per $p_1 = l \overset{+}{k} / \bar{k}$.

Da questo momento la corrente cade, bruscamente dapprima, per la ragione accennata dianzi e poi più lentamente sino a raggiungere il valore zero per la fiamma addosso al piatto, essendo allora assorbiti in egual numero gli ioni positivi ed i negativi.

A chiarire maggiormente l' andamento della corrente abbiamo creduto di rappresentare graficamente le curve date dalle equazioni. Il rapporto di $\bar{k}$ a $\overset{+}{k}$ è stato scelto di 2 ad 1. Il caso precedente, in cui la distanza dei piatti è il doppio della massima escursione degli ioni negativi è rappresentato dalla curva I della fig. 12. Giova ora spiegare una volta per tutte le indicazioni di queste figure. D_1 rappresenta sempre il disco di destra ed è tratteggiato verso l'esterno; le ascisse rappresentano le distanze della fiamma da questo disco, le ordinate le intensità di corrente; M indica un punto a metà fra i due dischi. Immaginando poi di avvicinare la fiamma al disco di destra potremo incontrare 4 punti singolari: N_1, in cui gli ioni negativi cominciano ad essere assorbiti dal piatto D_1; P_1, in cui gli ioni positivi cominciano ad arrivare al piatto D_1; N_2, in cui gli ioni negativi cessano di arrivare sul disco D_2 a sinistra; N_3, in cui cessano di arrivare su D_2 gli ioni positivi. A queste varie lettere aggiungeremo poi degli apici in numeri romani per distinguere le varie curve che corrispondono ciascuna ad una diversa distanza dei piatti ed illustrano l' andamento della corrente collo spostare la fiamma.

La curva I della figura 12 rappresenta precisamente il caso discusso dianzi; i punti N_1^{I} ed N_2^{I} coincidono con M^{I} e poi si incontra solo il punto P_1^{I}.

Cominciamo ora col diminuire la distanza $2l$ fra i due piatti in modo che l sia minore della massima escursione di

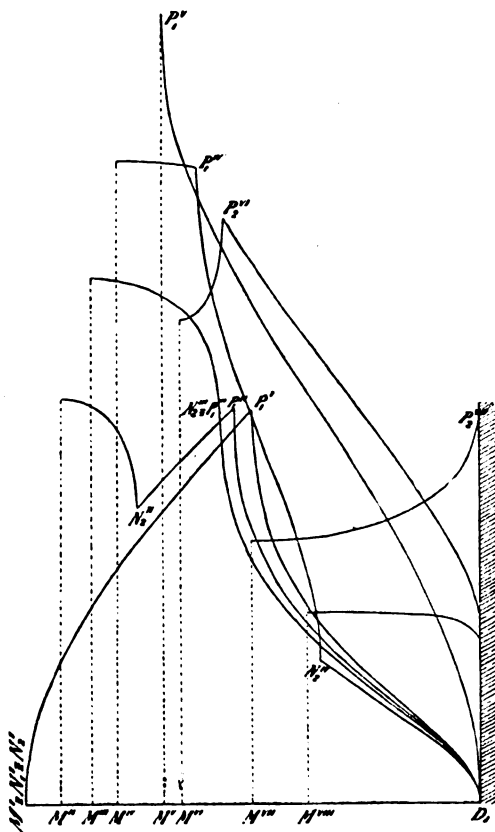



Fig. 12.

uno ione negativo, ma ancora maggiore della massima per i positivi. In questo caso quando la fiamma è in M, arrivano gli ioni negativi su D_1 e su D_2 e la corrente è rappresentata sul principio da $I = \overline{\vartheta}_1 + \overline{\vartheta}_2$ e poichè avvicinando la fiamma a D la $\overline{\vartheta}_1$ cresce meno rapidamente di quello che diminuisca $\overline{\vartheta}_2$, la corrente sarà decrescente come si vede dalla II e decrescerà sino a N_2^{II} in cui cessano i negativi su D_2. Da questo punto la

corrente è data da $I = \overset{-}{\vartheta}_1$ con andamento crescente sino a P_1^{II} in cui cominciano i positivi su D_1. Di qui in poi la corrente è data da $I = \overset{-}{\vartheta}_1 - \overset{+}{\vartheta}_1$ e scende fino a 0 addosso a D_1.

Avvicinando ancora i dischi, i punti N_2 e P_1 vanno accostandosi sino a coincidere, la qual cosa avviene per $l = \sqrt{h(\overset{-}{k} + \overset{+}{k}) / 2\nu}$ ed a questa condizione corrisponde la III. Diminuendo ancora $2l$ il punto N_2 si trova più a destra che non P_1 e si hanno curve simili alla IV. Finalmente si raggiunge il tipo V in cui la massima escursione dei positivi vale l e quindi $M^V \equiv P_1^V \equiv$ $\equiv P_2^V$ e di più, per il rapporto scelto $\overset{-}{k} / \overset{+}{k} = 2$, il punto N_2^V cade su D_1. Per tutta la V vale $I = \overset{-}{\vartheta}_1 + \overset{-}{\vartheta}_2 - \overset{+}{\vartheta}_1$.

Fino ad ora la corrente in M si è mantenuta crescente con l'avvicinare dei dischi; ma dalla V in poi avviene il contrario; di più entra ora in giuoco il punto P_2, in cui cessano i positivi su D_2 e la corrente in D_1 non è nulla, perchè giungono ancora dei negativi su D_2. Non insistiamo sulle particolarità successive delle curve VI, VII, VIII, il cui andamento è dimostrato dalla figura.

Vediamo ora se fra queste curve teoriche e quelle sperimentali c'è qualcosa di comune. Intanto ci possono solo interessare le curve che vanno dalla I alla V, perchè solo in queste la corrente cresce in M coll'avvicinare dei piatti, carattere costante nelle curve sperimentali riportate. È bene di ricordare che noi abbiamo constatato che il valore in M può diminuire con l'avvicinare i piatti, ma per distanze così piccole di essi che la fiamma è troppo deformata e le deviazioni galvanometriche troppo incerte o variabili per poter procedere a misure quantitative. Nello stadio I-III due caratteri sono a notarsi. In primo luogo l'ordinata nel punto P_1 ha un valore costante, valendo in quel punto $I = \overset{-}{\vartheta}_1$; $\cos(\nu \overset{-}{\vartheta}_1 / 2) = \sqrt{\overset{+}{k} / \overset{-}{k}}$; e questo fatto si ritrova netto solo nelle curve sperimentali per l'alcool. In secondo luogo nello stadio I-III si trova un primo tratto discendente da M ad N_2, carattere non trovato mai nelle curve sperimentali.

b) Un' ipotesi che elimina le brusche variazioni di direzione nei punti singolari N e P e, quello che più monta, toglie il massimo nel punto M sarebbe la seguente: supporre ancora la velocità proporzionale al campo, ma ammettere che il numero degli ioni, staccati dalla fiamma sia proporzionale al quadrato del campo stesso. Allora il numero degli ioni assorbiti da un piatto sarebbe invece di $\frac{1}{\nu}\int_0^{\nu\vartheta} dt$ il seguente

$$\frac{1}{\nu}\int_0^{\nu\vartheta} \mathrm{sen}^2\, \nu t\, dt = \frac{1}{\nu}\left(\frac{\nu\vartheta}{2} - \frac{\mathrm{sen}\, 2\,\nu\,\vartheta}{4}\right)$$

e quindi varrebbe in generale

$$4\,\mathrm{I} = 2\,\nu\,\overset{-}{\vartheta}_1 - 2\,\nu\,\overset{+}{\vartheta}_1 - \mathrm{sen}\, 2\,\nu\,\overset{-}{\vartheta}_1 + \mathrm{sen}\, 2\,\nu\,\overset{+}{\vartheta}_1$$
$$+ 2\,\nu\,\overset{-}{\vartheta}_2 - 2\,\nu\,\overset{+}{\vartheta}_2 - \mathrm{sen}\, 2\,\nu\,\overset{-}{\vartheta}_2 + \mathrm{sen}\, 2\,\nu\,\overset{+}{\vartheta}_2\,,$$

in cui le ϑ hanno i soliti valori dati dalle (8). Nella fig. 13 sono rappresentate quattro curve corrispondenti a questa ipotesi a cominciare dalla I, in cui l' escursione massima dei ne-

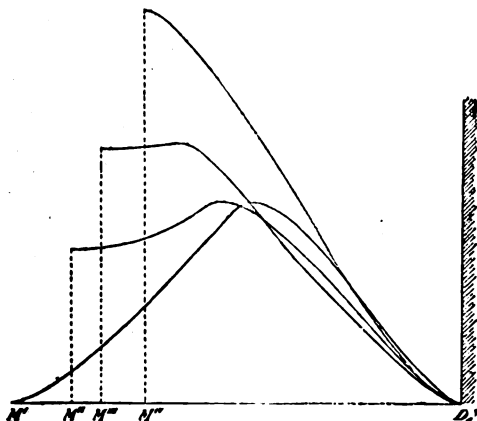



Fig. 13.

gativi è eguale alla semidistanza dei piatti, sino alla IV, in cui quest' ultima vale l' escursione massima dei positivi. In esse la

cessazione dei negativi su D_2 e l'arrivo dei positivi su D_1 non produce cambiamenti bruschi di direzione e le curve presentano sempre in M un minimo. Nelle prime due curve il massimo ha luogo un po' dopo il punto P_1 e precisamente quando

$$\frac{\operatorname{sen} \nu \overset{-}{\vartheta}_1}{\overset{-}{k}} = \frac{\operatorname{sen} \nu \overset{+}{\vartheta}_1}{\overset{+}{k}}$$

e poichè in generale sussiste sempre

$$\overset{-}{k} \cos^2 \frac{\overset{-}{\vartheta}_1}{2} = \overset{+}{k} \cos^2 \frac{\overset{+}{\vartheta}_1}{2},$$

si vede che il valore della corrente nel massimo dipende solo dal rapporto delle due velocità $\overset{-}{K}$ e $\overset{+}{K}$, come d' altronde avveniva nel caso precedente.

c) Siccome il sostegno della fiamma viene messa al suolo, attraverso il galvanometro, e si osserva un forte piegarsi della fiamma verso il piatto più vicino, così si potrebbe anche pensare di introdurre l'ipotesi che la distribuzione del potenziale fra i due piatti sia in ogni istante lineare, ma nei tratti da ciascun disco alla fiamma F, che bisognerebbe supporre sempre al potenziale zero. Adesso i due campi a sinistra e destra della fiamma saranno diversi ma mantenendo le ipotesi introdotte nell' ipotesi *a* si avrebbe in generale

$$I = \overset{-}{\vartheta}_1 - \overset{+}{\vartheta}_1 + \overset{-}{\vartheta}_2 - \overset{+}{\vartheta}_2$$

$$\cos \frac{\nu \overset{-}{\vartheta}_1}{2} = p_1 \sqrt{\frac{\nu}{h \overset{-}{k}}}, \quad \cos \nu \frac{\overset{+}{\vartheta}_1}{2} = p_1 \sqrt{\frac{\nu}{4 \overset{+}{k}}} \text{ etc.}$$

Le curve hanno il medesimo carattere di quelle discusse nella ipotesi *a)* e si prestano, all' ingrosso, al medesimo paragone con le curve sperimentali. Notevole resta il fatto che nel tratto da I a III (Vedi fig. 14) i vari punti P_1 non solo hanno la stessa ordinata ϑ_1 data da $\cos(\nu \vartheta_1 / 2) = \sqrt{\overset{+}{k} / \overset{-}{k}}$ ma anche la stessa ascissa data da $\sqrt{h \overset{+}{k} / \nu}$. Questo fatto dell' a-

scissa comune, in quello stadio ora accennato, è pure presentato abbastanza bene dalla fiamma ad alcool.

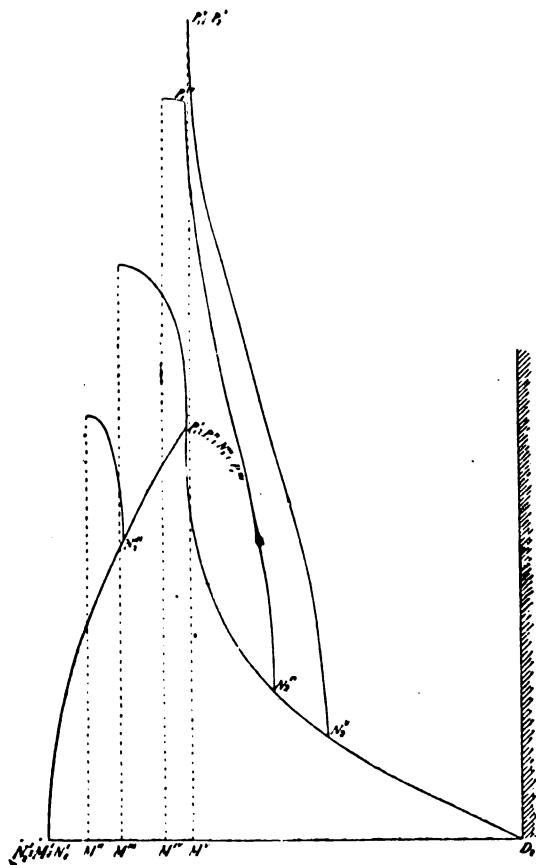



Fig. 14.

Viene ora il momento di considerare quale conseguenza si possa trarre da questi tentativi teorici per rispetto alle misure sperimentali fatte. È chiaro che non c' è da aspettarsi grande successo, pur che si pensi quante semplificazioni sono state introdotte.

Se, per esempio, si proietta sopra uno schermo l' ombra della fiamma data da un punto luminoso (come si ottiene di-

rettamente con un arco e con una lente a fuoco molto corto) si vede che appena eccitato il campo, la fiamma occupa uno spazio molto grande e va ad investire quasi tutto il tratto fra i due dischi, intendendo ora con fiamma il corpo di gas caldi a piccola rifrangenza e che vengono a dare un' ombra sullo schermo. Questo basti per mostrare quanto sia lontana dal vero l' ipotesi fatta precedentemente che la fiamma sia posta in un piano F. Inoltre noi abbiamo supposto che tutti gli ioni di un segno sieno della stessa specie, cioè abbiamo la medesima velocità, che questa si mantenga costante a diverse distanze dalla fiamma, ipotesi non rispondenti veramente alla realtà (vedi p. e. Rutherford, *Phys. Rev.* XIII, p. 321, 1901; Mac Clelland, *Proc. Roy. Soc.* 1899); si aggiunga ancora l'esistenza di una forte corrente verticale d' aria calda e si intenderà come le condizioni in cui noi abbiamo operato sieno troppo complesse per potere essere assoggettate ad un'analisi teorica qualche poco rigorosa.

Però i nostri tentativi ci hanno fatto vedere almeno all' ingrosso la causa dell' andamento delle nostre curve sperimentali; così perchè alcune presentino un massimo verso un disco, perchè si possa diminuire di tanto la distanza dei due dischi, che il valore della corrente con fiamma nel mezzo presenti un massimo. Così vogliamo tentare per l' alcool di determinare dalla posizione del massimo il valore della velocità degli ioni positivi. Poichè in questa fiamma si riconosce sensibilmente costante la distanza di questo massimo da uno dei dischi, vogliamo scrivere nello spirito dell' ipotesi *c* che il campo nel tratto vicino al disco sia dato da $\frac{h}{2p} \operatorname{sen} \nu t$; allora la massima escursione di un ione positivo sarà dato da $h \overset{+}{k} / p \nu$, la quale nel nostro caso del massimo sarà eguale a p, essendo p al solito la distanza della fiamma del disco. Se ne ricava

$$\overset{+}{k} = \frac{\nu p^2}{h}.$$

Ora noi abbiamo per la nostra corrente alternata $\nu = 2\pi . 42$; $h = 6000 \sqrt{2}$ e la distanza p all' incirca $5^{cm},5$. Il calcolo for-

nisce $\overset{+}{k} = 0,94$. I valori che ha trovato Child (*Phys. Rev.* 1901) in due suoi lavori molto interessanti sulla velocità degli ioni tirati fuori da una fiamma non sono molto distanti da questo e la concordanza numerica del risultato mostra che il nostro modo di spiegare i caratteri più salienti delle curve è da considerarsi come relativamente soddisfacente nelle sue linee generali.

§ 9. Deformazione della fiamma in un campo alternato.

Tenendo la solita disposizione della fig. 1, quando la fiamma si trova ad eguale distanza fra i due dischi si nota che essa, appena si eccita il campo, si schiaccia e si abbassa notevolmente. Per vedere a che cosa fosse dovuto questo schiacciamento abbiamo posto in un campo molto intenso una fiamma molto piccola, quale è data da gas illuminante che esce da un forellino circolare molto fino ed arde con una fiamma alta un paio di centimetri. La fiamma allora assume un aspetto a ventaglio molto grazioso e molto caratteristico; e si capisce subito che questo aspetto è dovuto alla persistenza delle immagini nell' occhio e ad un movimento periodico della fiamma. Esaminandola infatti con uno specchio rotante si vede che essa oscilla e si piega da un disco all' altro con periodo eguale a quello del campo e si può facilmente constatare che si volge costantemente verso il disco negativo. E questo non ci stupisce sapendo che la fiamma è positiva. Essa si comporta come una fogliolina di un elettroscopio leggerissima elettrizzata positivamente e che segua il campo per la sua piccola inerzia e per la poca resistenza nell' aria.

Del resto l' inclinazione della fiamma nel senso delle linee di forza è molto netta in un campo costante [1]) ed è anche

1) Che una fiamma posta in un campo elettrostatico si pieghi verso il polo negativo era un fatto già conosciuto da Henley (morto nel 1779), e poi osservato da molti altri dopo di lui (vedi p. e. W. Holtz, Carl. Rep. **17**, 285, 1881). È a notarsi che il Voss (Centralz. f. Opt. u. Mech., VI, 258, 1885) abbia indicato la deformazione di una fiamma come un modo molto semplice per riconoscere la polarità degli elettrodi di una macchina elettrostatica, ma cambiando il senso della deformazione; la cosa fu rilevata dal Bauer (Exner Rep. **24**, 8, 1888); trattati recenti accolgono ancora la versione del Voss: è probabile che la discordanza più che ad errore debba attribuirsi al modo di operare, come p. e. in campo non uniforme; così il Semenov (Comptes Rendus, **134**, p. 1421, 1902) trova che fra due punte la fiamma si volge al polo positivo.

questa una bella prova che gli ioni negativi escono facilmente dalla fiamma, mentre i positivi restano indietro a formare per così dire il corpo della fiamma.

Questa interpretazione che noi offriamo del fenomeno così interessante della deformazione polare della fiamma è in buon accordo con tutto l'insieme dei fatti da noi osservati.

È poi degno di nota il fatto che la deformazione delle fiamme non è legata direttamente con l'intensità della corrente che dalla fiamma va al suolo. In genere si può affermare che quando la fiamma non si deforma, non si ha corrente; così le fiamme ad idrogeno o solfuro di carbonio, che danno correnti nulle, non si deformano menomamente anche se portate vicinissimo ai piatti, in modo che già scocchino delle scintilline. Ma viceversa si possono avere delle fiamme, come quella del fosforo acceso, che subiscono una forte deformazione e danno luogo ad una corrente debolissima (negativa nel caso del fosforo). L'argomento merita forse uno studio più approfondito.

§ 10. Comportamento di una fiamma in un campo elettrostatico rotante.

Ci parve interessante di investigare anche il comportamento di una fiamma in un campo elettrostatico rotante e ci rivolgemmo per ciò all'Ing. Emanuele Jona, pregandolo di volere eseguire alcune misure nel suo laboratorio. I risultati sperimentali che riportiamo nel seguito sono dovuti alla cortesia, con cui accolse la nostra preghiera.

In un campo elettrostatico trifase, costituito da tre porzioni di cilindro alte 80 mm. e distanti fra di loro di 120° fu posta centralmente una fiammella a gas illuminante uscente da un forellino di cannello ferruminatorio, ed alta 50 mm. Il cannello ben isolato fu collegato con un galvanometro d'Arsonval (10000 Ohm di resistenza e sensibilità una divisione della scala per $^1/_{340}$ di microampère), di cui l'altro elettrodo era al suolo.

1ª serie. Trasformatore trifase da 6500 V. La tensione veniva abbassata con opportune resistenze (giova notare che la

riduzione del voltaggio mediante tre reostati sulle tre fasi è laboriosa, non bastando mettere tre resistenze eguali a causa della costruzione non simmetrica del trasformatore). Nel seguente specchietto sono posti in una medesima orizzontale i Volt efficaci nel campo rotante e nella linea inferiore le corrispondenti deviazioni δ del galvanometro. Vedi fig. 15, curva A A.

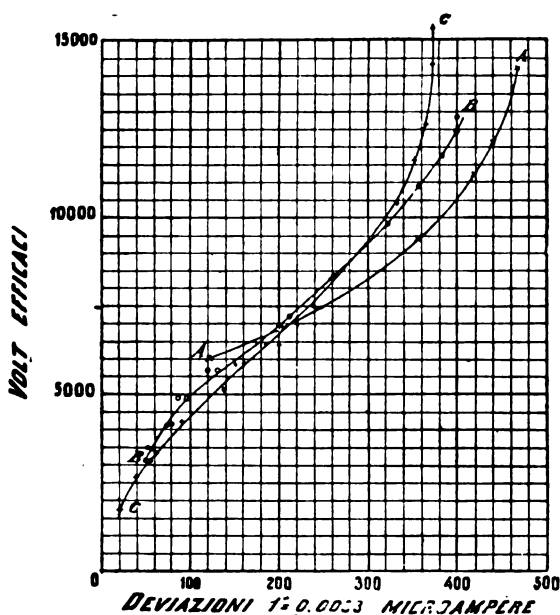



Fig. 15.

Volt	5950	6800	8400	9400	11200	12100	12700	14200
δ	120	200	270	355	415	440	455	465

— 2ª serie. Trasformatore trifase da 12000 V. La tensione veniva abbassata come prima. Curva B B.

Volt	3050	3450	4160	4850	5650	6400	7200
δ	51,5	53	77,5	90	125	175	210

Volt	8300	980	10900	11700	12400	12800
δ	260	320	355	385	400	400

— 3ª serie. Trasformatore da 65000 Volt. Curva C C.

Volt	1730	2600	3280	4150	5100	5800	6400	7000
δ	20	38	62,5	84	135	155	192	217

Volt	7450	8300	10400	11600	12600	14300	15300
	240	260	330	350	365	370	370

Non si potè spingere più avanti il voltaggio perchè scoccavano delle scintilline fra le armature del campo. Le curve B B e C C mostrano un andamento, che parte dall' origine, si inflette e tende poi ad un valore costante, in modo che la corrente da un certo punto in poi non aumenta più con l'aumentare del campo.

La fiammella si schiaccia anche in un campo rotante ma non fu potuto trovare, come era da aspettarsi, una rotazione a cono della fiamma stessa.

Per tentare di rendersi conto del comportamento sopra riferito della fiamma si potrebbe ragionare nel seguente modo secondo l' ordine di idee già sviluppate nel § 7. Supponiamo la velocità dello ione proporzionale in ogni istante all' intensità del campo ed avente la sua medesima direzione. Allora la velocità secondo questa direzione sarà data da

$$\frac{ds}{dt} = h\,k$$

in cui k ha lo stesso significato già precedentemente dato ed h indica l' intensità del campo. L' angolo di cui si sposta la tangente alla traiettoria nel tempo dt varrà $2\pi\, dt\,/\,T$ essendo T la durata di un' intiera rotazione, ma lo stesso angolo vale $ds\,/\,\rho$, essendo ρ il raggio di curvatura. Dunque

$$\rho = \frac{h\,k\,T}{2\,\pi}$$

ed ogni ione descrive con periodo eguale a quello del campo un cerchio, il cui raggio è proporzionale all' intensità del

campo, alla velocità unitaria k ed alla durata del periodo del campo [1]).

Supponiamo ora che A B C rappresenti nella fig. 16 il circolo su cui sono disposte le armature e che qualunque ione il

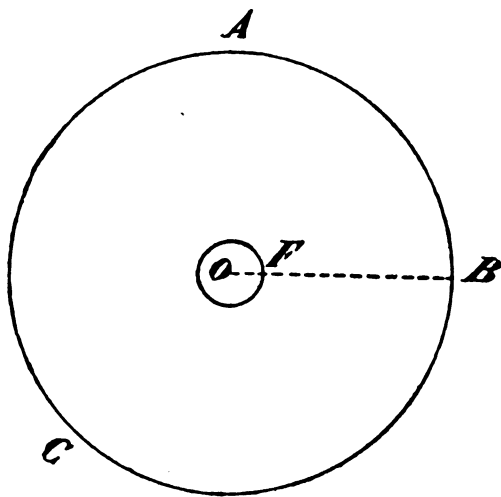



Fig. 16.

quale nella sua traiettoria circolare arrivi sino ad esso, venga assorbito dalle armature. E poniamo che la fiamma occupi lo spazio circolare di raggio O F. Nell' istante, in cui si eccita il campo rotante, ciascun ione descriverà un cerchio, come abbiamo visto: Se ora il diametro del cerchio descritto dai negativi $2\bar{\rho}$ è minore di F B, non ve ne sarà nessuno assorbito dalle armature. Crescendo il campo, il numero degli ioni negativi assorbiti crescerà linearmente dall'istante in cui $2\bar{\rho} = FB$

1) Le cose andrebbero diversamente supponendo che lo ione avesse una massa materiale e che fosse soggetto ad una forza d'intensità costante, rotante uniformemente. Allora supposto portato p. e. d'un tratto nel campo senza velocità iniziale, esso descriverebbe una cicloide generata da un cerchio (di raggio $\frac{h\,e}{m}\,\frac{T^2}{4\,\pi^2}$, in cui h è l'intensità del campo, e la carica elettrica, m la massa materiale, T il periodo di rotazione del campo) il quale rota con periodo T su di una retta avente la direzione del campo nell' istante in cui lo ione fu portato in esso.

sino a $2\overset{-}{\rho} = OB$ per mantenersi costante sino a che $2\overset{+}{\rho} = FB$ e decrescere poi a 0 mentre $2\overset{+}{\rho}$ diventa eguale ad O B.

Questo, supposto che il rapporto delle due velocità $\overset{-}{k}$ e $\overset{+}{k}$ sia talo che $\frac{\overset{+}{k}}{\overset{-}{k}} < \frac{FB}{OB}$.

Le esperienze sopra riferite mostrano che la corrente galvanometrica (che per noi rappresenta la somma algebrica delle cariche assorbite dalle armature in un periodo) va tendendo ad un limite col crescere del campo e questo mostrerebbe che nelle condizioni ivi presenti gli ioni positivi non giungono ancora sino alle armature. Valgono a questo proposito tutte le restrizioni analoghe a quelle esposte alla fine del § 8.

APPENDICE.

A titolo di curiosità riportiamo uno strano comportamento da noi osservato ponendo in campo alternato lineare, la fiamma di una candela stearica. L'esperienza è la seguente: Una candela ben isolata arde fra i due dischi D nella solita disposizione della fig. 1; il campo è molto intenso; tra la candela ed un disco è sospesa una rete metallica in comunicazione col galvanometro. Come è noto lo stoppino della fiamma che arde suole incurvarsi mantenendosi in un piano; e supponiamo che la candela sia disposta in modo che questo piano sia normale ai due dischi ed alla rete. Se ora la punta dello stoppino è rivolta verso la rete, questa si carica positivamente, se invece è rivolta dalla rete verso l'altro disco, la rete si carica negativamente; e nei due casi la corrente al galvanometro è molto grande. Del curioso fenomeno non siamo riusciti a trovare un' interpretazione plausibile.

RICERCHE DI RADIOATTIVITÀ INDOTTA,
di A. SELLA [1]).

(Largo sunto dell' Autore).

1. In una Nota preliminare [2]) avevo annunziato che si può rendere radioattivo un corpo metallico, quando si affacciano ad esso delle punte e si pongono punte e corpo in comunicazione coi poli di una macchina elettrostatica. La prima disposizione consisteva nell' attivare una spirale di filo metallico, coassialmente alla quale era posto un cilindro fornito di aghi radiali.

Le ricerche ulteriori furono condotte nel seguente modo. Si prende una lastra metallica e normalmente ad essa si pongono 3 aghi colle punte verso la lastra. Aghi e lastra sono in comunicazione coi poli di una macchina elettrostatica, ed a una tal distanza fra di loro che si abbia effluvio e non scocchino scintille; si lascia funzionare la macchina per un tempo determinato (di solito mezz' ora). Per misurare poi l' attività acquistata dalla lastra, la si pone in comunicazione con il polo di una batteria di elementi, il cui altro polo è a terra, mentre affacciata alla lastra è una rete metallica parallela in comunicazione con una coppia di quadranti di un elettrometro, di cui l' ago è mantenuto ad un potenziale costante e l' altra coppia a terra. Si misura allora il tempo necessario perchè la rete, inizialmente al suolo, si carichi ad un determinato potenziale.

2. Il fatto più notevole annunziato nella prima Nota si era che si poteva rendere radioattivo il corpo, anche quando questo era elettrizzato positivamente, contrariamente ai risultati di altri sperimentatori.

Le ricerche istituite colla nuova disposizione confermarono pienamente i primi risultati. Restava ora di stabilire se la radioattività così generata dipende da uno stato speciale

1) Rend. dell'Acc. dei Lincei, (5), XI, 1. sem., p. 242 e p. 371, 1902.
2) Vedi Nuovo Cimento, (5), 3, 138, 1902.

prodotto nell' aria dall' effluvio elettrico, ovvero da uno stato preesistente nell' aria stessa, allo stesso modo della radioattività ottenuta dagli altri fisici con corpo negativo.

Potei presto stabilire che l' intensità della radioattività assunta dalla lamina positiva dipende in grande misura dallo stato dell' aria; così essa è quasi nulla operando all' aria od in una stanza colle finestre aperte; cresce assai operando in una stanza, le cui finestre sono state chiuse da parecchie ore e diventa molto grande in un locale chiuso da lungo tempo, come in una cantina.

Di più questa radioattività indotta è piccolissima, se si opera con lamina ed aghi rinchiusi in una cassa della capacità di 30 litri, come se questa proprietà dell' aria non si possa produrre in ambienti piccoli; così non si ottiene attivazione riempiendo la cassa di ossigeno o di gas illuminante. Infine l' attivazione della lamina è indipendente dalla natura del metallo.

Questi risultati provano che la radioattività prodotta con lastra positiva e punte negative affacciate, si forma in presenza di aria, la quale si trova nelle medesime condizioni, in cui si attiva un corpo negativo, e che furono studiate con così interessanti risultati da Elster e Geitel e da Rutherford. E non si può pensare ad attività prodotta, per esempio, dall' ozono o da un' altra modificazione diretta generata dall'effluvio.

3. Per ottenere degli effetti più cospicui e potere quindi studiare più sicuramente le modalità del fenomeno pensai di operare nell' aria, ma in un ambiente, in cui fosse presente l' emanazione dell' ossido di torio scoperto dal Rutherford. L' analogia fra l' aria atmosferica in luoghi chiusi e l' aria contenente questa emanazione era sufficientemente stabilita dalle ricerche di Elster e Geitel e del Rutherford.

Posi allora sul fondo della cassa di 30 litri prima ricordata, una capsula contenente mezzo chilogramma di ossido di torio ottenuto per precipitazione coll' ammoniaca da soluzioni di nitrato di torio (provenienti da residui di reticelle Auer). La lastra e gli aghi erano disposti nell' interno della cassa ed uniti a fili adduttori ben isolati.

Richiudendo con cura la cassa, lasciando le cose a sè per circa 16 ore e poi elettrizzando per mezz'ora la lastra e gli aghi ottenni i medesimi fenomeni che nell'aria libera, ma un'attivazione molto più intensa, circa 10 volte maggiore come nelle migliori condizioni (cioè in una cantina). Si attivava la lastra sia caricandola positivamente, sia negativamente e pressochè in eguale misura.

Se invece si elettrizza la lastra appena richiusa la cassa, oppure dopo di avere rinnovata l'aria, si ottiene un'attivazione molto maggiore con lastra negativa, che non con lastra positiva.

È a notarsi però che questa attivazione in aria fresca, con lastra negativa, che più brevemente diremo attivazione negativa, è molto più debole (p. es., nel rapporto di 1 a 15) che non quella positiva o negativa, che si ottiene nelle condizioni precedenti, cioè con aria vecchia.

Esaminando ora le due faccie della lastra, si nota che, operando con aria fresca, nell'attivazione negativa si attiva anche la parte non rivolta agli aghi anzi talora più intensamente, che non quella che ha raccolto l'effluvio, mentre nel caso dell'attivazione positiva, essa è debolissima nella faccia posteriore.

Operando in aria vecchia, la faccia non rivolta agli aghi non presenta un'attivazione maggiore della naturale, cioè di quella che si ottiene senza alcun fenomeno elettrico, in un ambiente contenente le emanazioni dell'ossido di torio.

L'attivazione negativa in aria fresca ha poi questo di caratteristico, che dopo tolta la lastra dalla cassa e di averla lasciata all'aria libera, essa seguita a crescere per alcune ore, sino a più del doppio, mentre una lastra attivata in aria vecchia, subito dopo estratta o resta stazionaria per poi cominciare a decrescere lentamente, ovvero presenta un aumento leggerissimo.

4. Lasciando all'aria libera una lastra metallica, p. es. di zinco spulito, collegata ad una macchina elettrostatica, con punte affacciate ed al suolo, si osserva dopo qualche tempo un'alterazione della superficie (probabilmente un'ossidazione) che si dispone in figure a contorni molto netti e che corrispondono

in tutto alle così dette figure del Kundt. Si presentava quindi spontanea l'idea di vedere se la porzione attiva della lamina fosse appunto quella, ove la superficie era alterata.

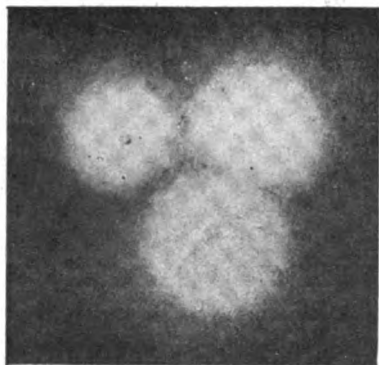
Le figure dette del Kundt furono ottenute da questo fisico nel seguente modo. Ad una lamina metallica è affacciata una punta; si ricopre la lamina di polvere di licopodio e poi la si elettrizza tenendo la punta al suolo; soffiando via la polvere sulla lamina, rimane aderente un cerchio di polvere a contorni molto netti, sotto la punta, e qualunque sia il segno della elettrizzazione. Il Righi ha mostrato nei suoi lavori sulle ombre elettriche come queste figure si possono ottenere direttamente colla fotografia, ricoprendo la lamina con una lastra sensibile, ed Holtz ha osservato il cerchio del Kundt come fenomeno luminoso ricoprendo la lamina di una stoffa di seta. Recentemente il De Heen ha riottenuto le figure del Kundt avvicinando una fiamma, ovvero una punta, ad una superficie isolante elettrizzata e poi lasciandovi cadere sopra della polvere di zolfo.

Ma queste figure si possono ottenere immediatamente nel seguente modo: si provoca l'effluvio fra punta e piano in aria contenente minutissime particelle in sospensione, ottenute facendo ardere nelle vicinanze una fiamma fumosa od un nastro di magnesio. Le particelle vanno immediatamente a deporsi sulla lamina secondo le figure del Kundt.

Le ricerche di Nahrwold, Aitken, Lodge, R. v. Helmholtz, Vandeyver hanno dimostrato la floculazione quasi istantanea delle polveri e dei fumi sospesi nell'aria e la sparizione della nebbia in vicinanza di conduttori ad alto potenziale. Il metodo di ottenere le figure del Kundt, che sopra ho riferito, mostra adesso dove vanno a battere le particelle sospese nell'aria; esse, elettrizzate dall'effluvio partente dai conduttori, vanno a fissarsi sui corpi investiti dal soffio elettrico.

Dopo di avere ottenuto una radioattività molto intensa in aria vecchia esposta alle emanazioni dell'ossido di torio e di avere trovato che essa è molto persistente riducendosi dopo 6 ore da 100 a 75 ed a 25 dopo 24 ore presi una lastra così attivata e la posi sopra una lastra fotografica dopo di avere interposto un foglio di carta nera. Si ebbero allora nella lastra

fotografica le figure del Kundt; la radioattività viene conferita alla lamina in quelle porzioni della superficie, in cui si ha lo scambio di elettricità fra superficie metallica ed aria ed in cui hanno luogo tutti quei fenomeni ritrovati dal Kundt e da altri sperimentatori dopo di lui. Mentre, giova ricordarlo, la lamina non impressionò la lastra fotografica, quando non era attiva elettricamente, mentre le figure di ossidazione potevano essere sopra di essa nettissime (questo mostra che i fenomeni da me osservati non hanno nulla di comune con quelli riferiti recentemente dal Villard).

Presento nell' unita figura la riproduzione di una fotografia così ottenuta e che dimostra che la figura è identica a quella che si osserva direttamente su di una lastra quando si fa avvenire l' effluvio in aria contenente particelle sospese e si può ben dire *figura del Kundt radioattiva.*

Viene quindi naturale alla mente il pensare che queste particelle attive contenute nell' aria si elettrizzano in vicinanza delle punte e poi vengono lanciate sulla lastra ed ivi fissate.

La figura radioattiva si ottiene con punte sia negative, sia positive; e questo mostra che la piccola carica positiva propria delle particelle dell' emanazione torica, dimostrata dal fatto che in campi elettrici deboli esse si muovono nel senso delle linee di forza, non entra in giuoco; ma che si deve immaginare che esse particelle attive stando a lungo nell' aria in un recipiente chiuso si attaccano ad aggregati molecolari

piuttosto considerevoli, i quali si comportano poi come le particelle di fumo sospese.

Se le cose stanno così, è presumibile che mettendo due sistemi di lamina e punta nel medesimo spazio chiuso, provocando per brevi istanti l' effluvio in un sistema, l' aria, per così dire, si purificherà immediatamente ed un effluvio successivo nel secondo sistema non potrà più produrre alcuna attivazione. L' esperienza ha confermato pienamente questa veduta. In una medesima cassa della capacità di circa 300 litri, dalle due parti della bacinella contenente l' ossido torico e ad una stessa distanza posi due lamine colle rispettive punte affacciate; quattro fili adduttori uscivano dalla cassa. Lasciata la cassa chiusa per 24 ore, eccitai una prima lamina per un minuto e poi subito dopo la seconda. La prima lamina si trovò fortemente attiva e la seconda mostrò una traccia di attivazione, quale viene assunta da una lamina lasciata a sè in un ambiente contenente emanazioni toriche.

E lo stesso fatto della immediata purificazione dell' aria per un effluvio risulta anche da questo, che per attivare una lamina basta una durata brevissima dell' effluvio, un quarto d' ora non producendo un effetto maggiore di un minuto.

Collegando la lamina e gli aghi coi poli di un trasformatore Tesla non si ottiene attivazione della lamina. Questo si comprende ove si ricordi che in queste condizioni (Lehmann) non si ha vento elettrico.

5. Un' altra conseguenza probabile della struttura grossolana, per così dire, delle particelle attive sarebbe che esse si possono raccogliere per altre vie, oltre l' elettrica, come p. es. filtrando l' aria attraverso l' ovatta. Si rinchiuse l' ossido di torio in una cassa munita di due fori e poi per uno di questi si produsse un' aspirazione mediante un tubo collegato con un aspiratore ad acqua ed interponendo nel tubo un batuffolo di ovatta leggermente compressa; proseguendo l' aspirazione sino a che tutta l' aria contenuta nella cassa (come al solito in riposo da 24 ore) fosse rinnovata. Cimentando poscia il filtro di ovatta all' apparecchio di misura, constatai che l' ovatta aveva acquistato intense proprietà radioattive. E l' aria filtrata perde d' altra parte le proprietà, che ho ritrovato per l' aria stata a

lungo in riposo in presenza di emanazioni toriche. Così quell' aria filtrata portata in una seconda cassa, dove funzioni un effluvio fra punta e piano, non genera più alcuna attività nella lamina, mentre che ciò avviene se l' aria non è stata filtrata ed in eguale misura quasi, come se la lamina fosse attivata nella cassa principale. E così disponendo di seguito due filtri nello stesso percorso, il secondo non presenta più traccie di attività.

Facendo gorgogliare l' aria estratta dalla cassa principale in acqua, questa arresta una parte delle particelle attive. Questo si constata evaporando a secco l' acqua in una capsula metallica e poi cimentando la capsula, che si ritrova radioattiva. L' impoverimento dell' aria gorgogliata si dimostra poi mediante un effluvio prodotto nella seconda cassa. L' attivazione dell' ovatta è dello stesso genere di quella provocata su lamine metalliche dal processo elettrico e questo risulta dal modo con cui varia col tempo.

6. Le esperienze descritte nei numeri 3, 4, 5 si riferiscono tutte ad aria esposta alle emanazioni toriche, ma hanno servito — stante la maggiore intensità degli effetti — di guida e schiarimento per lo studio dell' aria atmosferica ordinaria. Vengo ora alle esperienze istituite con quest' ultima.

Provocando un effluvio fra punta e piano per pochi minuti in una cantina chiusa da lungo tempo — operavo nella stanza a temperatura costante dell' Istituto Fisico di Roma, la quale non ha altra apertura all' infuori della porta — si ottiene una forte attivazione della lamina. L' effluvio si può provocare con una macchinetta ad influenza, ma più comodamente, stante la facilità con cui la macchina si diseccita in un ambiente alquanto umido, con un rocchetto Ruhmkorff di dimensioni medie e colla seguente disposizione. Il polo negativo del rocchetto è a terra, l' altro in comunicazione con un filo che termina a punta; affacciato a questa si trova un disco metallico in comunicazione coll' armatura interna di una boccia di Leida di dimensioni medie, la cui armatura esterna è al suolo. Dall' armatura interna parte una resistenza liquida costituita da un lungo tubo capillare di vetro ripieno di acqua distillata, al cui altro estremo è collegata la lamina da atti-

varsi; finalmente affacciate a questa lamina si trovano le punte collegate col suolo.

L' attivazione così prodotta nell' atmosfera non è capace di dare immagini fotografiche delle figure del Kundt, perchè la radioattività va rapidamente decrescendo riducendosi dopo un' ora alla metà e dopo tre ore al quarto del valore iniziale. Che però la distribuzione delle parti attive sia la stessa come quando si opera nell' aria con emanazioni toriche si può constatare con apposite misure all' elettrometro, ricoprendo porzioni diverse della lastra con piombo in lamina.

Attivata una prima lamina, se si passa ad elettrizzare nella medesima stanza una seconda e poi successivamente una terza, si nota una attivazione sempre decrescente. La spiegazione scaturisce subito dalle esperienze, che ho riferito più sopra; l' aria della stanza va successivamente purificandosi dalle particelle attive in essa sospese.

Poi passai ad una filtrazione dell' aria. Nel mezzo della stanza arrivava dall' esterno un lungo tubo, alla cui estremità era posto un filtro di ovatta. Dal di fuori si poteva produrre un' aspirazione costringendo l' aria della stanza a filtrare attraverso l' ovatta; dopo alcune ore di aspirazione l' ovatta cimentata all' apparecchio di misura diede segni molto netti di attivazione. L' ovatta, lasciata a sè, perde rapidamente le sue proprietà attive, molto più che non quando ha filtrato dell'aria contenente le emanazioni toriche. Questa differenza che si ritrova costantemente, quando si paragonano corpi attivati con aria atmosferica ordinaria o con aria artificialmente provveduta di emanazioni toriche è molto caratteristica e prova che, malgrado tutte le analogie, esiste una differenza profonda fra l' attivazione dovuta all' emanazione torica e quella prodotta dalle particelle attive contenute nell' aria atmosferica.

7. Ho voluto anche ricercare se si può fissare le particelle attive su di un isolante investito dal soffio elettrico. A tale uopo adottai la seguente disposizione. Alle punte al suolo era affacciata una lastra di vetro, la cui superficie posteriore era ricoperta nella parte centrale da stagnola, che veniva elettrizzata. L' effluvio dalle punte si produce meno bene in queste condizioni, non avvenendo lo scambio elettrico, e perciò non

è a raccomandarsi l'uso di una macchina elettrostatica, che si diseccita facilmente. Meglio è adoperare il rocchetto colla disposizione descritta al 6.

Per cimentare adesso la lastra isolante all'apparecchio di misura descritto nella Nota precedente, si dovette ricorrere all'artificio di ricoprire la faccia della lastra stata esposta all'effluvio con un foglio di stagnola. Così si aveva una superficie conduttrice; però i raggi emanati dalla lastra di vetro attivata dovevano prima attraversare la stagnola, di cui peraltro conoscevo per esperienze preliminari il potere assorbente. La lastra di vetro mostrò un'attivazione molto minore di quella ottenuta a condizioni eguali da una lastra metallica, ma sempre molto notevole, e la minore attivazione può anche spiegarsi in parte colla minore energia o concentrazione del soffio.

8. Riferirò in fine i risultati preliminari di alcune esperienze ancora in corso, istituite per decidere se si ottiene una radioattività sugli elettrodi, quando si elettrolizza una soluzione di nitrato torico. A tale scopo presi il liquido detto commercialmente « liquido Auer » che è una soluzione concentrata di nitrato di torio con poco nitrato di cerio, e lo acidificai fortemente con acido nitrico. Facendo passare una corrente debole in modo che si noti appena uno svolgimento di bollicine agli elettrodi, si trova fortemente attivo l'elettrodo negativo.

Questa radioattività è di carattere temporaneo, decrescendo con il tempo; questa circostanza gioverà a caratterizzarne la natura.

LIBRI NUOVI

GRUNDRISS EINER GESCHICHTE DER NATURWISSENSCHAFTEN,
von D.r F. DANNERMANN.

(I Band, zweite Auflage — Leipzig, W. Engelmann, 1902).

È una specie di antologia delle scienze sperimentali, che l'A. ha pubblicato per facilitare lo studio, specialmente della fisica, nelle scuole superiori. Questa seconda edizione contiene 69 brani di autori, fra antichi e moderni, che trattano di zoologia, di botanica, di chimica e prevalentemente di fisica. Lo scopo dell'A. è stato di fornire agli studenti quelle notizie originali sui soggetti principali e più celebri, che servano a fissare nella mente non solo i nomi, ma anche i meriti precipui dei sommi scienziati.

La seconda edizione, che si è resa necessaria nel corso di pochi anni, attesta la bontà dell'opera, che avrà certo buona accoglienza anche fra i nostri studenti. A. S.

L'ETERE E LA MATERIA PONDERABILE,
dell' Ing. M. BARBÈRA.

(Torino, Tip. Bertolero, 1902).

È un tentativo di teoria meccanica dei principali fenomeni fisici, che l'A. svolge partendo da certe ipotesi sulla costituzione dell'etere e della materia ponderabile, e sulle azioni scambievoli, o meglio sugli scambi di moto fra l'etere e la materia ponderabile.

I fenomeni che l'A. cerca di spiegare, oltre quelli della coesione, dell'affinità chimica, della cristallizzazione e della capillarità, abbracciano anche molta parte di quelli elettrici ed elettromagnetici. A. S.

GRUNDZÜGE DER TELEGRAPHIE UND TELEPHONIE,

von D.r J. RUSSNER.

(1 vol. in 8° di pp. 274 con 423 figure e 1 tavola. — Hannover, Gebr. Jänecke, 1902).

Dopo una breve storia dei metodi ottici, acustici e idraulici usati nel passato per le comunicazioni a distanza, in questo libro vengono descritti i principali tipi di telegrafi elettromagnetici, con molti particolari sui relativi apparecchi, avendo speciale riguardo alla telegrafia sottomarina, alla telegrafia multipla, e ai telegrafi chimici.

È anche accennato alla telegrafia senza fili, tanto col sistema Marconi, che con quello Braun.

Sono poi descritte molte applicazioni delle elettrocalamite per gli usi di telegrafia domestica, segnalazioni, allarmi etc.

La telefonia è trattata assai largamente, con la descrizione dei sistemi principali di apparecchi, e con molti particolari sul modo di porli in opera.

In questo libro sono anche descritti gli avvisatori d'incendio, gli orologi elettrici, e la regolazione elettrica degli orologi ordinari.

In ultimo son descritti i sistemi multipli Baudot e Rowland, e il sistema rapido Pollak-Virag.

Le numerose incisioni, i dettagli degli apparecchi e dei modi di fare le comunicazioni per metterli in opera, rendono questo libro un prezioso ausiliario per chiunque si occupi di telegrafia e di telefonia. A. S.

DAS MIKROSKOP, SEINE OPTIK, GESCHICHTE UND ANWENDUNG,

von W. SCHEFFER.

(Leipzig, G. B. Teubner, 1902).

In questo volumetto di 112 pagine, che è il 35° della raccolta « Natur und Geisteswelt » pubblicata dal Teubner, è raccolto tutto quanto interessa la storia e l'uso del microscopio, sia per l'osservazione diretta, sia per la microfotografia, con lo scopo di popolarizzare le cognizioni relative ad un apparecchio, che non solo serve per ricerche scientifiche, ma

che è un prezioso ausiliario in molteplici circostanze della vita ordinaria. A. S.

ZINN, GIPS UND STAHL VOM PHYSIKALISCH-CHEMISCHEN STANDPUNKT,

von J. H. VAN 'T HOFF.

(München, R. Oldenbourg, 1901).

In questo opuscoletto il van 't Hoff, servendosi di alcuni fenomeni che presentano lo stagno, il gesso e l' acciaio mostra come i fatti della chimica e della fisica sieno fra loro concatenati. Così ad es. la trasformazione dello stagno ordinario in stagno grigio, che avviene alla temperatura di 20°, è un fenomeno chimico analogo alla fusione. Il gesso presenta fenomeni d' idratazione che obbediscono a leggi simili a quelle della evaporazione, e si posson tracciare pel gesso le curve della tensione massima, come per un liquido.

Finalmente l' acciaio si presta a far riconoscere una differenza fra i fenomeni puramente fisici e quelli chimici; perchè mentre nella fisica si considerano soltanto tre stati di aggregazione, nei fenomeni chimici si hanno esempi di quattro, cinque, sei e più diversi stati, che possono peraltro presentarsi o no in condizioni apparentemente identiche. Ciascun fenomeno è ampiamente illustrato, e vengono partitamente indicate le condizioni sperimentali più adatte per osservarlo.

A. STEFANINI.

ÜBER DIE ENTDECKUNG DER ELEKTRISCHEN WELLEN DURCH H. HERTZ UND DIE WEITERE ENTWICKELUNG DIESES GEBIETES,

von Prof. E. LECHER.

(Leipzig, J. A. Barth, 1901).

È il discorso che il Prof. Lecher tenne alla riunione dei naturalisti e medici tedeschi che ebbe luogo nel Settembre 1901 ad Amburgo. In esso vengono esposti sommariamente, ma con chiarezza e coordinazione, gli studi che Hertz e gli altri fisici dopo di lui pubblicarono sulle ondulazioni elettriche.

Questo opuscoletto, di 32 pagine, è un pregevole sommario di ciò che nel campo di questi studi è stato fatto fino al 1901.

A. S.

DIE INTERNATIONALEN ABSOLUTEN MAASSE,
INSBESONDERE DIE ELECTRISCHEN MAASSE,
von A. v. WALTENHOFEN.

(3. edizione. — Braunschweig F. Vieweg und Sohn, 1902).

È un utilissimo manuale, che oltre le definizioni delle unità assolute, espone brevemente la teoria e le leggi dei fenomeni cui le diverse unità si riferiscono. Specialmente importante è la seconda parte, nella quale son fatte numerose applicazioni sia nel campo della meccanica, sia più specialmente in quello della elettricità e del magnetismo. In essa vengon trattati, ad es., il momento magnetico, la permeabilità, l'isteresi, la funzione potenziale, gli elettrometri, i condensatori, i galvanometri, l'autoinduzione, le correnti alternanti, il campo rotante, le oscillazioni elettriche, il trasporto della forza etc. etc.; e di tutto vengono dati esempi pratici con applicazioni numeriche, che facilitano grandemente l'intelligenza delle cose esposte. Il volume, di 306 pagine, è quindi, oltrechè un manuale di misure assolute, anche una pregevole introduzione allo studio dell' elettrotecnica A. S.

RIVISTA

Comptes Rendus. T. CXXXIV, Gennaio, 1902.

Lippmann G. ***Sulla messa a fuoco di un collimatore o di una lente per mezzo della misura di una parallasse*** **(pp. 16-17). — Il problema di porre a fuoco un collimatore si riconduce a misurare la distanza L dell' osservatore da un punto P', lontano e inaccessibile, immagine di un punto qualunque P della fenditura. Tale distanza, se il collimatore è a fuoco, deve essere infinita. Questo valore per la distanza è ottenuto se, dopo avere mirato il punto P,**

spostandosi normalmente alla linea di mira di una distanza d e mirandolo di nuovo, le due linee di mira sono parallele; nel caso in cui queste due linee formino fra loro un angolo α, P' è a una distanza L tale che

$$\alpha = \frac{d}{L},$$

α non essendo altro che l'angolo sotto cui è veduto dal punto P' lo spostamento d, e che gli astronomi chiamano una *parallasse.*

Sperimentalmente si opera nel modo seguente. Si guarda il punto P' attraverso una lente ausiliare O, munita di reticolo, e si porta l'imagine di P' su questo reticolo. Spostando quindi la lente parallelamente a se stessa di un certo numero d di centimetri, si guarda di nuovo: se l'imagine di P è rimasta sul reticolo, P' è all'infinito, altrimenti bisogna cercare di regolare il collimatore finchè lo spostamento della lente non alteri la coincidenza.

L'A. osserva che non è necessario che l'obbiettivo ausiliare O sia perfetto: basta solamente che le due parti marginali simmetriche che si utilizzano successivamente abbiano lo stesso fuoco.

Una lente si regola come un collimatore, rischiarando la croce dei fili in modo da farla funzionare come collimatore. Circa lo spostamento d, che si può comunicare tanto al collimatore quanto alla lente ausiliare, è soltanto necessario che esso sia ben parallelo.

L'A., per fare l'esperienza, utilizza il carretto di una macchina a dividere il cui scorrimento è perfettamente rettilineo.

Lippmann G. *Metodo per verificare se una vite di scorrimento o un regolo sono rettilinee* (pp. 17-18). — Si sposta di una quantità arbitraria un carretto mobile guidato dalla vite o dal regolo, che si tratta di verificare. Per conoscere se il carretto è rimasto parallelo a se stesso, si fa uso di due lenti a reticoli M e F piazzate coassialmente, in modo cioè che il reticolo di M formi la sua imagine su quello di F. Delle due lenti, M è portata dal carretto e F è fissa, ed entrambi sono press'a poco parallele alla vite. Se spostando il carretto l'imagine di un reticolo rimane sull'altro, la vite è perfetta.

L'A. nota che non è necessario che gli assi delle due lenti siano l'uno sul prolungamento dell'altro, e che le lenti siano esattamente parallele alla vite di scorrimento. È soltanto preferibile, dal punto di vista della qualità delle imagini, che il parallelismo sia sufficiente e che i due obbiettivi rimangano approssimativamente centrati.

Duhem P. *Stabilità, per perturbazioni qualunque, di un sistema provvisto di un movimento di rotazione uniforme* (pp. 23-24). —

In un suo precedente lavoro [1]) l'A. ha stabilito un criterio che misura la stabilità dell'equilibrio di un sistema animato da un movimento di rotazione uniforme. Quel criterio però era sottoposto a una restrizione, consistente nel supporre che la perturbazione apportata al sistema non modificasse il momento, rapporto all'asse di rotazione, della quantità di movimento del sistema.

L'A., in questa Nota, toglie quella restrizione ed enuncia il nuovo criterio seguente:

« Sia M_0 un valore del momento della quantità di moto. Supponiamo che per ogni valore M, sufficientemente prossimo a M_0, della stessa quantità, si possano enunciare le proposizioni seguenti.

« 1° A ciascun valore di M corrisponde uno stato di equilibrio E nel quale la somma $\Phi = F + \Omega + W$ prende un valore minimo fra quelli che essa può prendere senza cangiamento nel valore di M;

« 2° Lo stato E varia in modo continuo allorchè il valore di M varia in modo continuo.

« In queste condizioni, lo stato E_0 che corrisponde al valore M_0 di M è stabile, anche per le perturbazioni che alterano il momento della quantità di moto del sistema ».

KORN A. *Sulle vibrazioni universali della materia* (pp. 31-33). — Le teorie meccaniche che l'A. ha avute in vista si riattaccano alle molte esperienze di A. Bjerknes, e hanno per scopo di sostituire ogni azione a distanza con azioni meccaniche propagantesi in modo continuo in una materia sottilissima, che obbedisce, almeno per i movimenti rapidissimi, alle leggi della idrodinamica. Supponendo che la materia ponderabile si componga di particelle debolmente compressibili, che si muovano in un etere teoricamente incompressibile e infinito, l'analisi matematica insegna che questo sistema ammette un numero infinito di vibrazioni, le cui durate

$$T_0, T_1, T_2, T_3, \ldots T_j, \ldots$$

decrescenti con j, dipendono dal numero, dalla forma e dalla posizione relativa delle particelle compressibili. Queste vibrazioni possono riguardarsi come causa delle forze apparenti, colle quali le particelle della materia ponderabile sembrano agire le une sulle altre. Secondo l'A. le vibrazioni dell'ordine zero e del primo ordine forniscono una spiegazione meccanica delle forze di Newton e di Maxwell; le vibrazioni del secondo ordine sono la causa delle forze capillari; queste appariscono quando si obbligano le particelle di un gas a riavvicinarsi di troppo: a un certo

1) C. R., t. 132, p. 1021, 1901.

momento, le forze capillari prendono il sopravvento e il gas diventa liquido. Dopo questo, osserva l'A., non viene di conseguenza di riguardare anche le forze della elasticità e dell'affinità come prodotte da vibrazioni di ordine superiore?

NICOLAIÈVE (DE) W. ***Sul campo elettrostatico attorno a una corrente elettrica e sulla teoria del Professore Poynting*** (pp. 33-36). — In questa Nota l'A. riporta una serie di esperienze, i cui risultati coincidono letteralmente colla teoria del Poynting, confermandola.

CARVALLO E. ***Equazioni generali della elettrodinamica nei conduttori e nei dielettrici perfetti in riposo*** (pp. 36-39). — Le due leggi fondamentali della elettrodinamica, enunciate dall'A. in una sua precedente Nota, sono:

1ª *Il flusso della corrente totale attraverso una superficie chiusa è nullo.*

2ª *La forza elettromotrice totale in un contorno chiuso è nulla.*

In questa Nota l'A. ne dà l'interpetrazione dinamica e ne formula l'espressione analitica. Ha così le equazioni fondamentali della elettrodinamica, che applica ai casi particolari indicati nel titolo. Confronta infine i suoi risultati con quelli di Maxwell, rilevando che due caratteri differenziano la sua dalla teoria di Maxwell. Da una parte, la considerazione esclusiva dei contorni chiusi per scrivere le equazioni dell'equilibrio dinamico della elettricità e, dall'altra parte, la distinzione e la localizzazione delle diverse forze elettromotrici che sembrano confuse in Maxwell: l'A. pone quella di Iacobi esclusivamente nei conduttori, quella proveniente dalla differenza di potenziale nei dielettrici.

L'A. conclude che il suo metodo sembra imporsi per la sua semplicità, per l'assenza di ipotesi, infine per la interpetrazione meccanica che fa rientrare le leggi della elettrodinamica nel principio generale dei lavori virtuali.

JOB A. ***Nuovo metodo per la misura e la inscrizione di temperature elevate*** (pp. 39-41). — L'A. già precedentemente aveva indicato un nuovo metodo per lo studio della viscosità dei gas, consistente nel produrre l'elettrolisi in un voltametro, da cui i gas sviluppati non trovavano altra uscita che un tubo capillare. L'eccesso di pressione che risulta nell'apparecchio misurava la viscosità.

Un'applicazione importante di questo metodo si ha nella misura delle temperature. Il principio da cui parte l'A., è che se si dirige la corrente costante di gas elettrolitico successivamente in due tubi capillari, l'uno freddo e l'altro caldo, l'eccesso di

pressione prodotto nel voltametro passa da un valore h a un valore H, e il rapporto $\frac{H}{h}$ non dipende che dalla differenza delle temperature. La semplice lettura del manometro dà dunque la misura di questa differenza.

L'A. descrive quindi un apparecchio da lui costruito a questo scopo, e il cui funzionamento, studiato per confronto con un pirometro termoelettrico, si è manifestato eccellente. Da questo confronto inoltre è risultato che $\frac{H}{h}$ varia come una funzione lineare della temperatura. Ne viene quindi che basta determinare due punti fissi per conoscere completamente la graduazione dell'apparecchio.

L'A. infine osserva che le variazioni di temperatura essendo tradotte per variazioni di pressione, la loro inscrizione è resa facile. Basta far passare nel voltametro una corrente di intensità costante, dirigere il gas sviluppato in modo permanente nel tubo capillare caldo, e collegare al voltametro un manometro registratore che traccerà la curva delle temperature.

Curie P. e Curie S. *Sui corpi radioattivi* (pp. 85-87). — Gli A. osservano che se si cerca di precisare l'origine della energia di radioattività, si possono fare diverse supposizioni che si aggruppano attorno a due ipotesi generalissime: 1ª ciascun atomo radioattivo possiede, allo stato di energia potenziale, l'energia che esso sviluppa, 2ª l'atomo radioattivo è un meccanismo che acquista a ciascun istante, all'infuori di se stesso, l'energia che esso sviluppa.

Gli A. osservano che nella prima ipotesi, l'energia potenziale deve finire coll'esaurirsi, benchè l'esperienza di più anni non indichi fino ad ora alcuna variazione.

Circa la seconda ipotesi gli A. osservano, che la energia potrebbe essere somministrata, contrariamente al principio di Carnot, dal calore del mezzo ambiente che proverebbe un raffreddamento. Potrebbe anche essere somministrata da sorgenti incognite, da radiazioni, p. es., ignorate da noi. È verosimile infatti, secondo gli A., che noi conosciamo poco di ciò che avviene nel mezzo che ci circonda, le nostre conoscenze limitandosi ai fenomeni che possono agire sui nostri sensi, direttamente o indirettamente.

Karpen V. *Principio relativo alla distribuzione delle linee d'induzione magnetica* (pp. 88-90). — Il principio, equivalente all'equazione di continuità e che si presta meglio alle applicazioni, è il seguente:

In un mezzo magnetico sottoposto all' azione di un certo numero di forze magnetomotrici, il percorso delle linee di induzione è tale che l' energia intrinseca del mezzo è massima.

Indicando con ε, ε'... le forze magnetomotrici agenti, Φ, Φ'... i flussi traversanti queste forze, l' energia intrinseca del mezzo sarà:

$$W = \frac{1}{8\pi} (K \varepsilon \Phi + K' \varepsilon' \Phi' + \ldots.),$$

K, K'; essendo coefficienti minori dell' unità.

Bisognerà dunque, secondo l'A. scegliere il tragitto delle linee di induzione in modo da rendere massima questa espressione che è praticamente calcolabile.

Se come avviene sovente, non si ha che una sola forza magnetomotrice, il flusso che l' attraversa dovrà essere massimo, o, ciò che è lo stesso, la riluttanza dovrà essere minima.

L'A. dimostra questo principio, rilevando che esso ha il suo analogo in tutti i casi nei quali interviene l' equazione di continuità.

BEAULARD F. *Sulla differenza di potenziale e lo smorzamento della scintilla elettrica a carattere oscillatorio* (pp. 90-92). — L'A. avendo constatato che i valori dati in una sua precedente Nota per la differenza di potenziale, relativa a una data distanza esplosiva, compresa fra 0cm,1 e cm. 1,0 erano dieci volte più alti in causa di un errore commesso nei calcoli, e che quindi i valori di x erano cento volte più bassi, riporta i valori corretti nelle seguenti tabelle:

I.

c	V	V'	V'—V
0,1	1,573	16,10	14,53
0,2	1,967	27,50	25,53
0,3	2,324	38,20	35,88
0,4	2,700	47,70	45,00
0,5	3,085	56,30	53,22
0,6	3,471	64,90	61,43
0,7	4,048	71,60	67,55
0,8	4,812	77,00	72,19
0,9	7,032	81,60	74,57
1,0	8,043	84,70	76,66

II.

c	α	θ
0,1	487,5	0^s,0094
0,2	955,5	0,0048
0,3	1306,5	0,0035
0,4	1521,5	0,0030
0,5	1618,5	0,0028
0,6	1696,5	0,0027
0,7	1521,0	0,0030
0,8	1248,0	0,0036
0,9	682,5	0,0067
1,0	546,0	0,0084

In queste V rappresenta, al solito, il valore efficace del potenziale, fra sfere di 1 cm. di diametro, determinato coll'elettrometro assoluto; V' il valore della differenza di potenziale, per una stessa lunghezza di scintilla, secondo Bichat e Blondlot; α il coefficiente del fattore di smorzamento $e^{-\alpha t}$, i cui valori sono stati dedotti dalla formula $\alpha = \frac{1}{4} n \frac{V'^2}{V^2}$, per $n = 19,5$, essendo n il numero delle scariche per secondo; θ finalmente indica il tempo alla fine del quale l'ampiezza sarebbe ridotta a $\frac{1}{100}$.

Dall'esame dei valori trovati si rileva che lo smorzamento aumenta, passa per un massimo per una distanza esplosiva di cm. 0,6, e quindi diminuisce. Questo risultato, secondo l'A. può dipendere dalle costanti del circuito di scarica (self-induzione e capacità) e da diverse altre circostanze, come l'energia irradiata dalla scintilla, dalla sua temperatura, dalla sua resistenza e dal lavoro meccauico che essa compie nel suo percorso attraverso l'aria. Comunque sia, l'A. conclude, la vibrazione ha una forma pendolare molto smorzata, conformemente alle idee di Poincaré e Bjerkness. P. Baccei.

Drude's Annalen, Vol. 5°, N. 8, 1901.

Lemström S. *Intorno al comportamento dei liquidi nei tubi capillari sottoposti all' influenza d' una corrente elettrica aerea* (pp. 729-757). — La corrente elettrica generata da una macchina ad influenza fra un tubo capillare pescante nell' acqua in comunicazione colla terra, e una punta disposta nell' aria sovrastante, produce un innalzamento d' acqua, formandosi delle goccie in qualche

punto del tubo capillare. Perchè abbia luogo codesto fenomeno, occorre che il polo positivo della macchina sia collegato alla terra: si può osservare la formazione di goccie quand' anche la punta sia distante di 75 cm. dalla superficie dell' acqua; con distanze maggiori continua l' innalzamento, ma senza produzione di goccie nel tubo. L'A. determina l' intensità della corrente col mezzo d' una bottiglia di Leyda di nota capacità, misurando il numero di scintille fra le sfere d' uno spinterometro, essendo quell' apparecchio di misura intercalato nel circuito fra l' acqua e la terra.

La quantità d' acqua sollevata è proporzionale all' intensità della corrente, la quale dal canto suo è proporzionale al quadrato della distanza fra il menisco nel tubo capillare e la punta. Quella quantità d' acqua dipende inoltre dal diametro del tubo, dalla lunghezza dello stesso e dalla resistenza del circuito. Quella stessa quantità varia poi in ragione diretta del tempo d' azione della corrente; ciò non è però vero che per intervalli inferiori a tre minuti, la quantità d' acqua scorrente giù sotto l' influenza della gravitazione divenendo eguale a quella innalzata.

Pare che le soluzioni saline si comportino in modo affatto analogo all' acqua, purchè siano diluite (1 g. per litro), essendo però la quantità innalzata minore, a parità di altre condizioni.

KAUFMANN W. *Sopra un' analogia fra il comportamento elettrico delle sostanze incandescenti del Nernst e quello dei gas conduttori d' elettricità* (pp. 757-772). — L'A. in una Nota precedente aveva mostrato come si possa dedurre il comportamento elettrico dei gas conduttori da una « caratteristica » $E = f(J)$, essendo E la tensione alle estremità del tratto gazzoso, J l' intensità di corrente. Siccome tali risultati erano puramente elettrodinamici, cioè ottenuti senza ipotesi di sorta intorno all' ignoto meccanismo interno dei fenomeni di scarica, l'A. crede legittimo di applicarli senz' altro ad un qualunque conduttore, p. es. ad un conduttore solido avente una caratteristica analoga. Infatti le esperienze tentate a questo proposito conducono al risultato che le sostanze incandescenti del Nernst, il cui comportamento analogo all' arco voltaico risulta dalle ricerche del Burnie e del Lee (Vedasi *Electrician*, 43, p. 75, 1899), non ostante il meccanismo di conduzione essenzialmente diverso, possiedono le stesse particolarità dei gas, p. es. potenziale di scarica, tensione e corrente minima e scariche intermittenti.

VAN DER PLAATS J. D. *Sulle imagini soggettive delle lenti cilindriche e astigmatiche* (pp. 772-793). — Dopo qualche osservazione storica, l'A. dà un sunto dei fenomeni che si presentano con lenti cilindriche, di cui passa poi a dare la teoria geometrica. Indicata

la costruzione della formola $\frac{1}{0} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}$, considera in un apposito capitolo l'aberrazione sferica. Da ultimo viene data la teoria delle lenti astigmatiche, delle lenti sferiche oblique, nonchè degli specchi cilindrici.

STARK F. *Osservazioni intorno alla legge di Ohm* (pp. 793-803). — Continuando le ricerche riferite nel Vol. 5° degli stessi *Annali* (p. 89), l'A. espone quì la differenza fra deviazione vera ed apparente dalla legge dell'Ohm, discutendo pure il concetto di forza elettromotrice, e dando in seguito una formola esprimente il limite di validità di quella legge.

Da ultimo vengono considerate alcune conseguenze della corrente di convezione elettrica, e più specialmente i fenomeni di stratificazione.

RUHMER E. *Fotografie cinematografiche dell'arco voltaico; il fotografofono, fonografo fotografico* (pp. 803-811). — Le ricerche del Duddel intorno alle variazioni dell'intensità luminosa d'un arco voltaico accompagnanti le variazioni dell'intensità della corrente indussero l'A. ad eseguire le esperienze quì riferite. Con un dispositivo composto di un apparecchio fotografico ordinario, ove alla lastra sensibile si impartisce un movimento rettilineo, facendola cadere liberamente da una certa altezza, l'A. ottiene delle fotografie eccellenti delle diverse specie d'arco voltaico.

Constatò nel corso di quelle ricerche che le minime variazioni dell'intensità della corrente che si producono facendo parlare un microfono collegato ad una bobina d'induzione in comunicazione coll'arco, generano delle variazioni sensibili dell'intensità luminosa dello stesso, l'A. si vale di quei fenomeni per costruire un vero fonografo fotografico, nel quale i raggi luminosi di variabile intensità incontrano una pila al selenio di alta sensibilità.

WARBURG E. *Sull'effetto dell'irradiazione sulla scarica a scintille* (pp. 811-818). — Rettificando una esperienza dello Swyngedauw, in base a cui questi aveva criticato l'interpretazione dell'effetto dell'irradiazione sulla scarica a scintille data dal Warburg l'A. trova che l'effetto dei raggi ultravioletti consiste esclusivamente in una diminuzione, non già del potenziale esplosivo, ma del ritardamento per un incremento sia lento che rapido della differenza di potenziale.

GUTHE K. E. *Sulla scarica a scintille con oscillazioni rapide* (pp. 818-829). — Scopo di queste esperienze è di esaminare l'opinione del Warburg, secondo la quale sotto l'influenza d'una irradiazione bastantemente intensa avverrebbe un ritardo della scarica a scintille dello stesso ordine di grandezza della durata

d' oscillazione. L'A. costata che la differenza fra il potenziale massimo, calcolato in base alla formola del Warburg, e il potenziale statico di scarica, pur diminuendo al crescere dello smorzamento, è affatto indipendente dalla durata delle oscillazioni. Resta così dimostrata la non validità delle vedute del Warburg.

Lummer O. e Kurlbaum F. *Il corpo « nero » elettricamente arroventato* (pp. 829-837). — Gli A. dànno qui una dettagliata descrizione del corpo « nero », cioè trovantesi nell' interno d' una cavità a pareti della temperatura medesima, che da anni viene da loro profittevolmente impiegato. Il riscaldamento elettrico risulta assai pratico e pare che non siano fondate le obbiezioni formulate dal Paschen e dal Wanner contro il dispositivo degli A.

Klingelfuss Fr. *Ricerche intorno ai rocchetti d' induzione* (pp. 837-872). — L'A. studiando le relazioni esistenti fra gli elementi del rocchetto d' induzione, constata che, a magnetizzazione eguale del nucleo circondato dalla spirale primaria, la lunghezza delle scintille secondarie cresce in ragione diretta del numero degli avvolgimenti secondari. Fra la tensione della extra-corrente primaria e la corrente magnetizzante vi è pressochè proporzionalità, ad eccezione dei valori iniziali e finali; a ugualità di corrente magnetizzante e di capacità del condensatore, la extra-corrente primaria raggiunge poi una tensione maggiore, quando è minore il numero degli avvolgimenti secondari. La tensione indotta è proporzionale al campo magnetico, non variando però la lunghezza della scintilla in ragione diretta della tensione.

Viene poi stabilito che la tensione d' una scintilla nell' aria dipende dalla lunghezza della distanza esplosiva e dalla intensità di corrente della scintilla, avendo così scintille di lunghezza eguale ad inegualità di lunghezza. Ad egualità di magnetizzazione e di capacità del condensatore, l' induzione del rocchetto è indipendente dalla lunghezza della scintilla secondaria, cioè dalla resistenza esterna.

L'A. definisce in seguito « stato normale » degli elementi del rocchetto quello, nel quale la capacità e la corrente magnetizzante sono fra loro nel rapporto necessario, perchè la lunghezza massima convenevole sia precisamente raggiunta, ma non lo sia più, se si aumenti la capacità o si diminuisca l' intensità della corrente magnetizzante. Ritenuto poi che la tensione indotta nello stato normale e la grandezza dell' intervallo, ove si possa ottenerlo, variando la corrente magnetizzante e la capacità, misurino l' efficacia del rocchetto, l'A. descrive qualche apparecchio da lui costruito secondo i principi sovra menzionati.

Kiebitz F. *Sulle vibrazioni elettriche delle verghe conduttrici* (pp. 872-905). — Un eccitatore avente la forma di verga emette oltre alla vibrazione fondamentale delle vibrazioni armoniche superiori, i cui periodi sono frazioni impari del periodo fondamentale. L'A. constata otto vibrazioni siffatte, la cui intensità risulta però debole a confronto di quella della vibrazione fondamentale. Eccitatori di forma diversa presentano fenomeni alquanto simili, non essendo però armonici i periodi delle vibrazioni superiori.

Le superficie nodali e ventrali della forza magnetica in vicinanza della verga eccitatrice corrispondono approssimativamente ai calcoli teorici dell'Abraham.

Lo smorzamento di quelle vibrazioni cresce col diminuire della distanza fra eccitatore e ricevitore, essendo per la vibrazione fondamentale a 2 m. di distanza il decremento logaritmico 0,154, per la prima vibrazione superiore 0,184, alla distanza di 30 cm.

La causa dello smorzamento l'A. la vede nell' irradiazione d' energia, piuttosto che nello sviluppo di calore Joule nella scintilla eccitatrice.

Un ricevitore rettilineo possiede una risonanza meno distinta che non un ricevitore circolare, potendosi pure constatare risonanza col coherer, il quale funziona o come conduttore o come isolatore di grande capacità.

Kapp A. W. *Studi intorno al termometro ad aria* (pp. 905-919). — L'A. ricava le seguenti conclusioni dalle proprie ricerche:

1. Lo spazio nocivo deve venir quanto possibile ridotto.

2. Per collegare il serbatoio d' aria al manometro, conviene che si usi un tubo capillare pieghevole di metallo, onde poter effettuare il riscaldamento a maggior distanza dal manometro.

3. Il serbatoio d' aria conviene che sia fatto d' una sostanza, il cui coefficiente di dilatazione cubica sia determinato a meno di 0,0000003.

4. Scala, dispositivo di lettura e barometro, conviene che siano suscettibili d' una determinazione esatta a meno di 0,1 mm. della pressione.

Per le misure fino a 300° basta considerare la temperatura dello spazio nocivo come eguale alla temperatura ambiente, purchè le oscillazioni di quest' ultima non eccedano 3°. Sotto tali condizioni si può (con accuratezza di qualche decimo di grado) calcolare la temperatura in base ad una formola assai semplice, facendo la correzione per lo spazio nocivo mediante una curva data dall' A. Non è poi necessario di fare le operazioni corrispondenti alla misura dei volumi in un termostato ben regolato, potendosi trascurare le oscillazioni inferiori ad un grado.

KRÜGER F. *Sopra l' influenza della temperatura sulla conduttibilità termica dei vetri* (pp. 919-924). — L'A. misurando la conduttibilità termica di alcuni vetri secondo un metodo analogo a quello del Christiansen ma non soggetto all' influenza delle « resistenze nocive », constata che quella grandezza diminuisce del 0,031 fino a 0,045 per cento per un aumento di temperatura di un grado.

Le grandi divergenze fra le misure precedenti del Focke e del Paalhorn non vengono spiegate da tali risultati; l'A. crede però probabile che la diversità della materia sia sufficiente per renderne ragione.

VON GEITLER F. *Sulla deflessione dell' ago magnetico sotto l' influenza dei raggi catodici* (pp. 924-931). — Basandosi sui risultati delle esperienze qui riferite, l' A. ritiene che, indipendentemente da qualunque teoria si possa concludere che i raggi catodici posseggano effetti magnetici.

SCHULER W. *Esperienze intorno alla sensibilità delle reazioni dell' analisi spettrale* (pp. 931-943). — Nei due primi gruppi del sistema di Mendelejeff la sensibilità spettro-analitica dei metalli di ogni gruppo parziale scema al crescere del peso atomico. Nei sali alogenici di quei metalli la sensibilità d' uno stesso metallo scema al crescere del peso atomico dell' alogeno, nelle combinazioni ossigeniche coll' aumentare del numero degli atomi d' ossigeno. La presenza simultanea di parecchi metalli scema la sensibilità di ognuno di essi, diminuendo al passare dai metalli leggieri ai metalli gravi la sensibilità dei metalli leggieri sempre di più in più, mentre quella dei metalli gravi viene sempre meno influenzata.

Mescolando dell' acido cloridrico gazzoso o del vapore di cloroformio al gas luce, la sensibilità dei metalli nello spettro della fiamma viene scemata in modo considerevole, essendo l' influenza del cloroformio superiore a quella dell' acido cloridrico.

WEINHOLD A. *Modificazione del termostata di Laspeyres* (pp. 943-944). — Descrizione d' una modificazione del termostata di Laspeyres, colla quale l'A. intende di eliminarne qualche inconveniente.

A. GRADENWITZ.

Philosophical Magazine. Serie 6., Vol. 2, 1901.

TROWBRIDGE J. *Sullo spettro dell' idrogeno e di alcuni suoi composti* (pp. 370-379). — Nuovi esperimenti hanno confermato l' ipotesi, già esposta dall'A. (*N. Cim.* (5), 2, p. 231) che lo spettro lineare dell' H non possa considerarsi indipendentemente da

quello del vapor acqueo. Ora egli conclude che in ogni scarica elettrica sia necessaria la presenza di vapor acqueo, che, con la sua dissociazione determina l' intensità e i caratteri della scarica elettrica. Inoltre, l' idrogeno sarebbe un coibente perfetto, e il passaggio della scarica dipenderebbe dalla dissociazione dell'idrogeno e dell' ossigeno, per cui, cambiando la distribuzione dell' energia, i gas son resi luminosi. Usando elettrodi di rame elettrolitico in un' atmosfera d' idrogeno apparentemente puro, con una scarica ottenuta mediante una corrente continua l'A. ha osservato che dall' elettrodo negativo si deposita rame puro e a quello positivo si forma sottossido di rame. Scariche di grandi condensatori fanno svolgere ossigeno dall' alluminio e dal magnesio del commercio. Non ostante le cure più minuziose, si osservano sempre delle bande dol carbonio nello spettro dei tubi contenenti H, Ag, O od NH_3. Al diminuire della dissociazione del vapor acqueo e al crescere della resistenza del tubo, diminuisce lo splendore delle righe dell' H; ed è possibile portare un tal tubo allo stadio dei raggi X partendo da una pressione di 1 a 2 mm. soltanto facendovi passare una forte corrente continua. I raggi X eccitati da tal corrente continua son dovuti alle radiazioni provocate dalla dissociazione del vapor acqueo estremamente rarefatto.

Nutting P. G. *Sulla funzione dell' emissione completa* (pp. 379-386). — La relazione fra emissione, temperatura e lunghezza d' onda, sviluppata teoricamente da Wien e da Planck, esprime la quantità della radiazione di un corpo nero o di un radiatore perfetto, per le temperature e pei periodi pei quali la funzione è continua; ma essa è inapplicabile ai radiatori imperfetti, nei cui spettri esistono dei massimi indipendenti dalla temperatura per particolari periodi. Scopo dell'A. è di costruire la funzione per l' emissione, il periodo e la temperatura che valga per l' emissione di tutte le sostanze a tutte le temperature, e tanto per gli spettri a righe che per quelli continui.

Baly E. C. C. e Syers H. W. *Lo spettro del cianogeno* (pp. 386-391). — Gli A. riferiscono degli esperimenti che confermano i resultati dello Smithells sugli spettri dei composti del carbonio (cfr. *N. Cim.* (5), 3, p. 331).

Barus C. *Trasmissione delle emanazioni del fosforo attraverso l' aria ed altri mezzi* - Parte III (pp. 391-403). — *Graduazione simultanea, volumetrica ed elettrica, del tubo a corrente di vapore coll' ionizzatore a fosforo* (pp. 477-488). — Queste ricerche, condotte con un metodo elettrico, si riferiscono all' apparente diminuzione dell' ionizzazione prodotta dal fosforo, col decorrere del tempo, per distanze fisse dalle armature del condensatore, e alla

trasmissione dell' ionizzazione attraverso strati di aria o di altri mezzi.

Osservando poi simultaneamente il colore della nube, la portata del gasometro e la diminuzione della differenza di potenziale del condensatore tubulare, l'A. trova che la corrente di scarica e la derivata del logaritmo del potenziale rapporto al tempo sono sensibilmente proporzionali alla portata, ma con coefficienti variabili da una serie ad un' altra di osservazione.

Burbury S. H. *Sulla legge della distribuzione, $e^{-2h\chi}$ di Boltzmann e sul teorema di van der Waals* (pp. 403-417). — La legge che l'A. dimostra è quella che asserisce che il tempo durante il quale le coordinate delle molecole, in un moto stazionario fra pareti elastiche, sono comprese fra i valori x_1 .... e $x_1 + dx_1$, ... è proporzionale ad $e^{-2h\chi}\, d\sigma$, dove χ è il potenziale di tutte le forze agenti sulle molecole, h è una costante, e $d\sigma = dx_1\, dy_1 \ldots dz_n$.

Quanto al teorema di van der Waals, l'A. fa osservare che, quantunque esso sia esatto, non è conciliabile con la legge precedente: e ciò perchè quel teorema si basa su ipotesi che non sono ammissibili nella teoria di Boltzmann; cioè non si applicano ambedue al medesimo corpo nel medesimo stato. Se il teorema di van der Waals valesse pei gas, il termine gas sarebbe ambiguo. Esso rappresenterebbe, almeno matematicamente, due stati diversi, separati da una linea, da una parte della quale prevarrebbe la legge $e^{-2h\chi}$ e dall' altra il teorema di van der Waals.

Jeans J. H. *Il meccanismo della radiazione* (pp. 421-455). — In questa Nota, prevalentemente analitica, l' A. cerca di dare un' interpretazione di una certa classe di fenomeni, riferendoli tutti alla medesima ipotesi sulla struttura della materia. E fra le varie ipotesi proposte, l'A. ritiene che nessuna serva allo scopo, talchè è costretto a formularne una nuova, secondo la quale un atomo materiale sarebbe formato da un gran numero di ioni positivi e negativi, ciascuno dei quali avrebbe una massa materiale. L' azione reciproca dipenderebbe quindi dalla distanza e da due termini proporzionali alla massa materiale l' uno, e a quella elettrica l' altro. Bisogna poi ammettere, per tali azioni, che per distanze grandi si riducano alla legge di Coulomb, e per distanze piccolissime si riducano sempre ad una repulsione.

Da questa e da altre ipotesi l'A. deduce la spiegazione delle diverse apparenze degli spettri luminosi, il fenomeno Zeemann, la conduttività elettrica etc.; ma non è possibile dare di tutto un breve sunto.

Buchanan J. *Contribuzione alla teoria dell' induzione magnetica nel ferro e negli altri metalli* - Parte II (pp. 456-462). —

Sono esposti i calcoli di due formole armoniche, relative a curve di magnetizzazione dell' Ewing.

RHOADS E. *Esperienze sul cambiamento delle dimensioni del ferro per effetto della magnetizzazione* (pp. 463-468). — Le esperienze eseguite si riferiscono al cambiamento di lunghezza che subisce una sbarra di ferro in un campo magnetico.

NATANSON L. *Sulla doppia refrazione nei liquidi viscosi in movimento* (pp. 469-477). — È noto che una distorsione prodotta in una sostanza trasparente provoca una doppia refrazione, che cessa al cessare della deformazione, come fu osservato da Mach e da Maxwell pei corpi plastici o pei liquidi molto viscosi. In questa Nota l'A. discute la teoria della doppia refrazione accidentale nei liquidi, ma limitandosi a quella parte che si può risolvere con mezzi puramente idrodinamici, senza entrare cioè in considerazioni derivanti dalle teorie ottiche. Le formole che egli ottiene si accordano coi resultati sperimentali di Umlauf e del de Metz.

RICHARD T. W. e ARCHIBALD E. H. *L' accrescimento dei cristalli, studiato con la fotomicrografia istantanea* (pp. 488-500). — Adoperando luce naturale o luce polarizzata, gli A. hanno eseguito delle microfotografie di cristalli in via di accrescimento; e ingrandendo poi le prove fino a 4000 diametri hanno preso delle misure, da cui resulta che l' aumento diametrale dei cristalli, dapprima molto rapido da intorbidare i contorni dell' immagine, sembra rappresentato dalla relazione $D^3 = k\,t$. La struttura cristallina apparisce in tutte le immagini, talchè sembra che non esista la fase liquida che, secondo Link (*Pogg. Ann.* 46, p. 258, 1839) dovrebbe precedere la formazione dei cristalli. Se tale fase si presenta realmente, o il diametro dei globuli è inferiore al potere separatore del microscopio, ovvero la velocità adoperata (2 impressioni al più al secondo) è insufficiente a rivelarla.

ASHTON A. W. *Sulla resistenza dei dielettrici e sull' effetto di una f. e. m. alternante sulle proprietà isolanti della guttaperca* (pp. 501-523). — Dalle numerose esperienze eseguite dall'A. resulta che nei cavi ad okonite nelle prime ore la corrente cresce al crescere della f. e. m.; ma ciò non prova che pel dielettrico non valga la legge di Ohm, perchè la vera corrente di conduzione deve esser notevolmente minore della corrente totale finchè l'elettrizzazione non sia continuata per periodi molto lunghi.

La deteriorazione nelle proprietà isolanti della guttaperca sembra dovuta all' azione dell' ozono e non ad un' azione meccanica delle alternazioni della forza elettromotrice.

Hill B. W. *Sulla doppia refrazione accidentale nei liquidi* (pp. 524-527). — Continuando uno studio precedente (*N. Cim.* (4), 12, p. 136) l'A. ha sperimentato sopra cilindri di gelatina disciolta nell'acqua, sottoposti a una deformazione statica. Alla temperatura di 0° essi mostrano una doppia rifrazione, che non è possibile osservare alla temperatura di 23°, e si comportano come solidi il cui limite di elasticità sia piccolissimo.

More L. T. *Sulla tensione dielettrica* (pp. 527-531). — È una replica alle osservazioni del Sacerdote (*N. Cim.* (5), 3, p. 175). L'A. dà alcune spiegazioni e insiste nel ritenere che nelle deformazioni osservate da Cantone, Sozzani ecc., abbiano parte altre cause diverse da quelle studiate.

Chree C. *Applicazioni dei solidi elastici alla metrologia* (pp. 532-558 e 594-616). — È un importantissimo studio delle deformazioni che subiscono gli strumenti di misura per effetto della elasticità dei materiali che li costituiscono; ma non è possibile farne un breve riassunto.

Pearson K. *Sulle linee e sui piani che meglio rappresentano un sistema di punti nello spazio* (pp. 559-572). — È una Nota che non si presta ad un breve sunto; ma che è molto interessante per la rappresentazione grafica dei resultati sperimentali.

Porter A. W. *La funzione dell'emissione per un corpo che emette uno spettro a righe* (pp. 573-574). — L'A. ha osservato che le righe dello spettro dell'idrogeno sono molto ben rappresentate dalla formola

$$E = F \operatorname{sen}^2 (N v) \mid \operatorname{sen}^2 v ,$$

dove F è un fattore che dipende da λ e dalla temperatura, e

$$v = \pi \sqrt{\frac{4 p_0}{p_0 - p}}$$

essendo $p_0 = 27418{,}3$ ed N un numero intero molto grande, per es. 1000 o 10000, e p (frequenza dell'oscillazione) può assumere un valore qualunque pel quale v è reale.

Lord Rayleigh. *Sul rocchetto d'induzione* (pp. 581-594). — È una trattazione del funzionamento dei rocchetti d'induzione, nella quale son considerate le principali condizioni che intervengono nella pratica.

Se la rottura del primario fosse istantanea, la permeabilità del ferro costante, non vi fossero correnti Foucault e il secondario non avesse capacità, la perdita d'energia sarebbe nulla se il circuito magnetico fosse chiuso.

Se il secondario ha le due estremità in comunicazione con le armature di un condensatore, si hanno delle oscillazioni elettriche, e tenendo conto delle diverse condizioni, si trova che il limite pel potenziale esplosivo è dato da

$$V = \mathbf{I}\sqrt{\frac{N\,v}{q}}$$

essendo N il fattore smagnetizzante, v il volume del nucleo, q la capacità del circuito ed $\mathbf{I}$ l'intensità della magnetizzazione. Per un rocchetto in cui $\mathbf{I} = 1700$, $N = 0,3$, $q = 23 \mid 9 \times 10^{11}$ far., il Rayleigh trova $V = 17,9 \times 10^{5}$ volts, cui corrisponderebbe una scintilla di 24 cm.; invece il rocchetto non dava che 8 o 10 cm. di scintilla.

Questa formola, relativa a circuiti chiusi molto lunghi e nello stato di saturazione, e nella quale non intervengono nè il numero delle spire nè l'intensità della corrente primaria, mostra gli inconvenienti dei nuclei troppo lunghi.

Se il nucleo non ha raggiunto la saturazione magnetica si ha

$$V = \mathbf{H}'\sqrt{\frac{v}{Nq}}$$

ove $\mathbf{H}'$ è il campo dovuto alla corrente primaria. La lunghezza della scintilla è allora proporzionale alla intensità della corrente primaria.

Le formole precedenti accennerebbero a valori grandissimi di V quando la capacità del secondario fosse trascurabile; ma devesi notare che esse sono ottenute supponendo assenti le correnti Foucault e istantanea la rottura del primario. Ora le correnti parassite, se la loro durata non è brevissima, possono ridurre di molto la forza elettromotrice indotta nel secondario.

Quanto alla durata della rottura del primario, il Rayleigh mostra come essa influisca sulla f. e. m. indotta; e con esperienze fatte rompendo il primario con un colpo di pistola o di fucile, trova che una rottura brusca può produrre lo stesso effetto della capacità aggiunta al primario. L'influenza del tempo che dura la rottura del circuito è diversa al variare del numero delle spire primarie; e una riduzione nel numero di tali spire impone, per avere la medesima f. e. m. indotta, una rottura più brusca del primario.

SKINNER C. A. *Sulle condizioni determinanti la caduta di potenziale agli elettrodi nelle scariche dei tubi a rarefazione* (pp. 616-638). — L'A. ha eseguito numerose esperienze adoperando un tubo nel quale tanto uno degli elettrodi, quanto la sonda unita

all' elettrometro erano mobili entro tubi barometrici uniti a quello ove avveniva la scarica. Questa era prodotta da una batteria di 600 accumulatori.

Le misure eseguite si riferiscono all' influenza della distanza fra gli elettrodi, dell' intensità della corrente, della pressione del gas e della superficie del catodo e dell' anodo.

JEANS J. H. ***Valutazione teorica del rapporto fra i calori specifici di un gas*** (pp. 638-651). — Per portare il valore teorico di γ in accordo coi resultati sperimentali, l'A. propose già *(Phil. Trans.* 116) di mettere in conto le azioni scambievoli fra la materia e l' etere, e mostrò che anche un' azione piccolissima può alterare le conclusioni cui conduce il teorema Maxwell-Boltzmann sulla distribuzione dell' energia. Nella presente Nota è trattata con maggior dettaglio la natura di tali modificazioni, e viene esaminata la possibilità di ottenere un valore teorico di γ che sia maggiormente d' accordo coi valori sperimentali.

AMAGAT E. H. ***Sull' isoterme dei fluidi, e in particolare dell' idrogeno*** (pp. 651-653). — Riferendosi ad una Nota di Rose-Innes *(N. Cim.* (5), 3, p. 482) l'A. fa osservare che sperimentando fino a 3000 atmosfere egli aveva già nel 1893 riconosciuto che le isoterme di tutti i corpi presentano una curvatura ben distinta.

BEATTIE R. ***Sulla lunghezza della scintilla di rottura in un circuito induttivo*** (pp. 653-658). — Il circuito usato aveva la resistenza di 3,3 ohm e l' induttanza di 1 henry, e veniva interrotto allontanando uno dei poli dall' altro. Con intensità varianti da 1,2 a 15 amp. l'A. misurò la lunghezza della scintilla fra elettrodi di natura diversa, e trovò che mentre per grandi intensità la scintilla è più lunga con elettrodi di carbone e più corta con quelli di platino, con la corrente di 3 amp. la lunghezza maggiore si ha coi metalli più fusibili, come il bismuto ed il piombo.

A. STEFANINI.

PIETRO SALVIONI, *gerente responsabile.*

SUL FENOMENO EDISON.

Ricerche sperimentali del Dott. M. ALLEGRETTI [1]).

Edison nel 1884 osservò che, ponendo una lastrina metallica nell' interno di una lampada a incandescenza e congiungendo questa lastrina con uno dei serrafili di un galvanometro, mentre l' altro era posto in comunicazione col polo positivo della lampada, allorchè questa veniva accesa l' ago del galvanometro deviava per effetto di una corrente, che andava dall' estremo positivo della lampada alla lastrina.

Di questo fenomeno si occupò in seguito il Fleming [2]), il quale, riprendendo le esperienze del Preece [3]) adoperò una lampada ordinaria col filamento a ferro di cavallo, nel cui interno, tra i due rami del filo, si trovava la lastrina metallica. Egli trovò che facendo aumentare l' intensità della corrente che alimentava la lampada, aumentava anche l' intensità della corrente tra il filamento e la lastrina, il cui potenziale era quello del polo negativo della lampada. Poichè il fenomeno Edison era tanto più intenso quanto più la lastrina era prossima al polo negativo, si deve ammettere che le varie parti del filamento si comportassero diversamente rispetto alla lastrina: e che effettivamente uno dei principali agenti del fenomeno fosse la porzione negativa del filamento, lo mostrava il fatto che, se tra quest' ultima e la lastrina s' interponeva uno schermo di mica, la corrente secondaria si annullava. Eccitando poi la lampada con una corrente alternata, il fenomeno della conduttività unilaterale avveniva alternativamente tra la lastrina e quell' estremo del filamento che era positivo.

1) Lavoro eseguito nell' Istituto di Fisica dell' Università di Pisa, diretto dal Prof. A. Battelli.

2) Phys. Soc. 1896 e Phyl. Mag. Vol. 42 p. 52, 1896.

3) Proc. of the R. Society, vol. 42, p. 219, 1885.

I resultati ottenuti si modificavano se la lastrina posta nell'interno della lampada veniva riscaldata; in tal caso si otteneva una corrente sempre della medesima intensità congiungendo col galvanometro tanto il polo positivo quanto il negativo della lampada. Sembra infine, secondo il Fleming, che il fenomeno Edison si propaghi in linea retta; infatti, se la lastrina veniva posta all' estremità di un tubo comunicante coll' interno della lampada, ma con un gomito ad angolo retto, non si aveva più alcun indizio di corrente.

Il Fleming osserva che tali fenomeni si possono spiegare ammettendo che siano dovuti a particelle cariche negativamente che si distaccano dal filamento, particelle che possono essere o di gas, o di carbone che a quell' alta temperatura si disgrega.

Per altra parte lo Stark [1]) si occupò lungamente della scarica elettrica fra carboni incandescenti nei gas rarefatti, ottenendo, conformemente a ciò che aveva ottenuto il Fleming, che la corrente attraverso il gas ottenuta col polo negativo era più intensa di quella ottenuta col polo positivo. Quando poi il grado d' incandescenza del carbone veniva innalzato, cresceva l' intensità delle due correnti positiva e negativa, avvicinandosi il rapporto delle due correnti stesse all' unità. Tale resultato ha probabilmente relazione con quello ottenuto dal Fleming riscaldando la lastrina posta nell'interno della lampada, e concorda con quello ottenuto dal Clelland [2]) studiando la conduttività dei gas provenienti dalle adiacenze di un filo incandescente. In alcune lampade però la corrente tra la lastrina e il polo positivo appariva più intensa di quella tra la lastrina e il polo negativo: esse tornavano a comportarsi nel modo generale, quando si diminuiva il loro grado d' incandescenza.

Lo Stark non trae alcuna conclusione sicura dai precedenti resultati, tranne che le f. e. m. delle due correnti non sono generalmente uguali. Tuttavia egli si pone il quesito se

1) Wied. Ann. T. LXVIII 1899. pp. 918-949.

2) Proc. of the Cambridge Phil. Soc., Vol. X, part. IV, 1900, pp. 241 e segg.

la corrente tra filamento incandescente e metallo sia o no continua come la corrente in un conduttore; ma non può rispondere se non con una congettura, poichè, egli dice, ad un certo grado d'incandescenza del carbone della lampada, il gas rarefatto non possiede ancora nessuna conduttività, e può soltanto avvenire in esso una scarica, quando la tensione sopra l'elettrodo ha superato un certo valore; questa scarica abbasserà notevolmente la tensione, e la corrente verrà interrotta per nuovamente ottenersi quando si consegue di nuovo la tensione di scarica. Ad un grado d'incandescenza più elevato, il gas pel forte riscaldamento acquista una conducibilità permanente e la corrente diviene stabile. Ossia, si avrà dapprima una corrente intermittente, e poi, alzando sufficientemente la temperatura, una corrente continua.

Vanno poi citate come esperienze riferentisi a questo fenomeno, quelle di W. Hittorf [1]), il quale trovò che la corrente elettrica fra un elettrodo ordinario e carbone incandescente, attraverso un gas rarefatto, passava più facilmente quando questo carbone era catodo che quando era anodo; e quelle di Goldstein [2]), che ottenne un identico resultato.

Infine, appare in rapporto col fenomeno Edison la trasmissione dell'elettricità per mezzo dell'aria calda, come si può indurre dalle esperienze di Buff [3]) e di Elster e Geitel [4]), i quali mostrarono che la maggior parte dei gas, sieno essi alla ordinaria o a bassa pressione, prendono carica positiva al contatto di un corpo incandescente, mentre questo si elettrizza negativamente. Le esperienze di Nahrwold [5]), di G. Vicentini [6]), di G. Vicentini e M. Cinelli [7]), confermarono i resultati di Elster e Geitel, che del resto erano stati preceduti da Becquerel [8]) e da Blondlot [9]), il quale mostrò anche

1) Wied. Ann., 21, 1884, p. 133.
2) Wied. Ann., 24, 1885, p. 79.
3) Ann. de Chem. und Pharm., 90, 1854, p. 277.
4) Wied. Ann., 19, 1883, p. 588; 31, 1887, p. 109; 37, 1888, p. 315.
5) Wied. Ann., 35, 1888, p. 107.
6) Lum. Elec., 50, 1893, p. 187.
7) N. Cim., (3) 36, 1894, p. 297.
8) Ann. de Chimie et de Phys., (3) 39, 1853, p. 355.
9) Journ. de Phys., serie 2., 1887, p. 116.

che la legge di conducibilità di un gas caldo non era la legge di Ohm.

Va notato da ultimo che Clelland [1]) e Richardson [2]) hanno studiato la conducibilità prodotta nei gas dall' azione dei metalli incandescenti a pressione atmosferica e a pressione ridotta, cercando di mostrare come tale conducibilità sia dovuta all' ionizzazione prodotta dal metallo incandescente.

Nonostante le esperienze riferite, la questione rimane insoluta: se, cioè, il fenomeno Edison sia dovuto a ionizzazione o ad una vera e propria proiezione di particelle cariche negativamente, o ad una emissione di raggi simili ai raggi catodici, o all' una e all' altra causa insieme.

Ed è appunto per illustrare più che sia possibile questo fenomeno, e tentare di precisarne la causa, che ho intrapreso una serie di nuove esperienze di cui darò ora un breve resoconto.

Descrizione degli apparecchi.

2. Dopo aver lungamente adoperate delle ordinarie lampade elettriche ad incandescenza, munite lateralmente di una tubulatura per potervi introdurre la lastrina metallica in modo che resultasse perpendicolare al piano del filamento, dovetti finalmente realizzare un tipo di lampada che mi permettesse un' assai rapida sostituzione del filamento, e nel tempo stesso mi desse la possibilità di far variare, dentro limiti assai estesi, la distanza della lastrina dal filamento stesso. A tal uopo feci costruire un pallone di vetro in forma di sfera, del diametro di 12 cm., la cui apertura poteva esser chiusa da un tappo smerigliato munito di tre fori: attraverso i due laterali passavano gli elettrodi destinati a sostenere il filamento, simile a quello delle lampade ordinarie, e pel foro centrale passava un tubo destinato a congiungere l' apparecchio con la pompa. Il pallone inoltre portava lateralmente

1) Proc. of the Cambridge Phyl., Soc. Vol. XI, 1902, p. 296.
2) Ibid., p. 286.

un tubo lungo 10 cm., e del diametro di 2 cm., che permetteva l'introduzione della lastrina. La chiusura ermetica si otteneva versando nella svasatura dell'apertura una densa soluzione alcoolica di glu marino.

Un inconveniente, che si presentava in queste esperienze e che deve aver talvolta alterato anche i resultati dei precedenti sperimentatori, era la variazione della pressione, dovuta ai gas emessi dal filamento per l'elevata temperatura. Cercai di ripararvi, per quanto fosse possibile, nel modo seguente: congiunsi la lampada non direttamente alla pompa, ma ad un recipiente di vetro di capacità circa quaranta volte maggiore, e la tenni accesa per un tempo assai lungo, circa due o tre ore prima di cominciare le esperienze, mentre ancora agiva la pompa. L'aria veniva estratta dapprima mediante una pompa Carrè, in seguito con un'ottima Sprengel a tre cadute: ed erano necessarii parecchi giorni, anche facendo agire ininterrottamente la pompa, per raggiungere la rarefazione più conveniente. Per tal modo, durante un'intera esperienza, la pressione rimaneva costante: di ciò mi son sempre assicurato, misurandola prima e dopo l'esperienza. La f. e. m. della corrente che alimentava la lampada era di 110 Volta; nel circuito si trovava un galvanometro ed una resistenza variabile, per mantenere costante l'intensità della corrente stessa durante tutta un'esperienza.

Per misurare l'intensità del fenomeno adoprai dapprima un galvanometro Thomson, in seguito, nello studio sull'influenza di un campo magnetico, un galvanometro Depretz-D'Arsonval, tipo Olivetti.

Un voltmetro Carpentier poteva misurare la f. e. m. agli estremi della lampada.

La disposizione generale degli apparecchi è quella della fig. 1.

3. Le prime ricerche sono state volte a studiare come varii il fenomeno Edison col variare della distanza della lastrina dal filamento; e per poter variare tale distanza di quantità note, usai la seguente disposizione. Un'asticella di ottone, verniciata con gomma lacca, al cui estremo era saldata

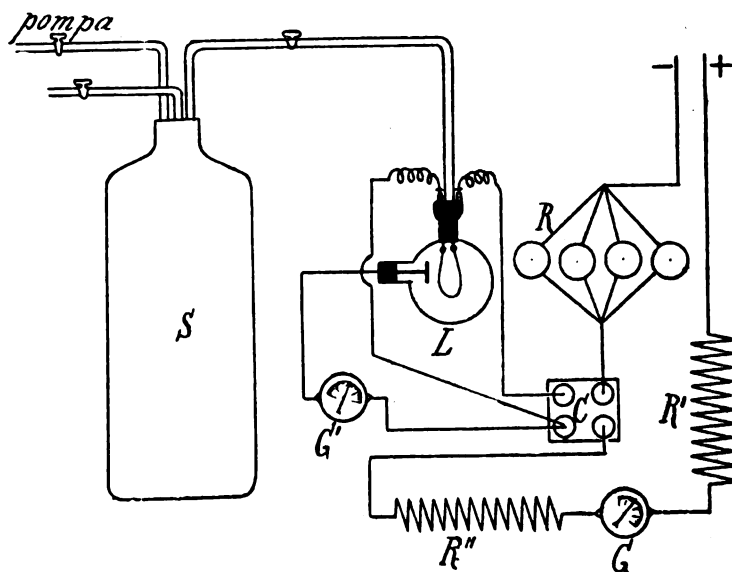
una lastrina circolare pure di ottone del diametro di 19 mm., poteva scorrere a tenuta d' aria per mezzo di una vite, del

S - Serbatoio.
L - Lampada colla lastrina.
G' - Galv. per la misura dell' intensità della corrente attraverso il gas.
R R' R'' - Resistenze variabili.
G - Galv. inserito nel circuito della corrente principale.

Fig. 1.

passo di un millimetro, avanti e indietro in una ghiera che veniva masticiata con glu marino alla estremità del tubo della lampada. Un disco di ebanite, portato dall' asticella, permetteva di fare avanzare o retrocedere la vite senza porre la lastrina in comunicazione col suolo: questa veniva congiunta con un serrafilo del galvanometro, mentre l' altro serrafilo comunicava col polo positivo della lampada.

Tali esperienze a distanze variabili furono fatte a pressioni diverse: e i resultati di ciascuna esperienza sono stati ottenuti prendendo le medie delle deviazioni che si ottenevano, prima allontanando la lastrina dal filamento, poi avvicinandovela fino alla distanza iniziale.

Le tabelle seguenti contengono i risultati di queste misure: nella prima colonna sono segnate le distanze della lastrina metallica dal filamento, nella seconda le deviazioni del galvanometro, nella terza la pressione. Le curve relative (Tav. I) furono costruite prendendo per ascisse le distanze della lastrina, per ordinate le intensità della corrente tra quest' ultima e il filamento, in unità arbitrarie.

TABELLA I.

Distanza in mm. della lastrina dal filamento	Intensità della corrente attraverso il gas, in unità arbitrarie	Pressione in mm. di Hg.
3	255	0,003
4	171	»
5	130	»
6	109	»
7	88	»
8	70	»
9	55	»
10	43	»
11	36	»
12	24	»
13	18	»
14	11	»
15	7	»
16	4	»
17	3	»
18	2	»
19	1	»
20	0	»

TABELLA II.

Distanza in mm. della lastrina dal filamento	Intensità della corrente attraverso il gas, in unità arbitrarie	Pressione in mm. di Hg.
3	205	0,005
4	165	»
5	107	»
6	70	»
7	39	»
8	25	»
9	16	»
10	13	»
11	7	»
12	3	»
13	2	»
14	1	»
15	0	»

TABELLA III.

Distanza in mm. della lastrina dal filamento	Intensità della corrente attraverso il gas, in unità arbitrarie	Pressione in mm. di Hg.
3	110	0,009
4	68	»
5	45	»
6	30	»
7	18	»
8	12	»
9	8	»
10	5	»
11	4	»
12	2	»
13	0	»

TABELLA IV.

Distanza in mm. della lastrina dal filamento	Intensità della corrente attraverso il gas, in unità arbitrarie	Pressione in mm. di Hg.
3	35	0,01
4	23	»
5	16	»
6	12	»
7	8	»
8	5	»
9	3	»
10	2	»
11	1	»
12	0	»

TABELLA V.

Distanza in mm. della lastrina dal filamento	Intensità della corrente attraverso il gas, in unità arbitrarie	Pressione in mm. di Hg.
3	18	0,08
4	14	»
5	10	»
6	8	»
7	5	»
8	3	»
9	1	»
10	0,5	»
11	0	»

Dalle precedenti tabelle e dalle curve corrispondenti (tavola I) possiamo fin d'ora osservare come l'intensità della

corrente tra la lastrina e il filamento sia tanto più grande quanto minore è la pressione nell'interno della lampada e come, crescendo questa, essa rapidamente diminuisca.

Quando la pressione ha dei valori assai piccoli, la curva è paragonabile ad un ramo di iperbole, se la pressione aumenta, la curva tende a diminuire la propria curvatura e tanto più, quanto più cresce la pressione.

4. Altre esperienze furono dirette a ricercare se, e come variava il fenomeno Edison quando si variava la superficie della lastrina metallica.

A tale scopo costruii due dischi A e B, di spessore e diametro maggiore di quello della lastrina. Nella parte centrale del disco A fu praticato un incavo nel quale poteva incastrare esattamente la lastrina; similmente il disco B era munito di un incavo in cui poteva adattarsi il disco A. Ambedue i dischi erano scorrevoli lungo l'asticella d'ottone a cui era affidata la lastrina e potevano, al movimento opportuno, esser lasciati cadere successivamente su questa, aumentandone la superficie nel rapporto 1 : 4 : 9.

L'intensità della corrente aumentava, ma non proporzionalmente, coll'aumentare della superficie della lastrina. Un esempio del modo con cui avveniva questa variazione, si ha nella seguente tabella, in cui le deviazioni riportate sono la media di un gran numero di esperienze, fatte nelle stesse condizioni.

Dev. con lastrina di sup. di mm. q. 78,5	Dev. con lastrina di sup. di mm. q. 314	Dev. con lastrina di sup. di mm. q. 707,5
73	174	261

Si vede come, mentre le superficie crescono nel rapporto di 1 : 4 : 9, le deviazioni crescono nel rapporto 1 : 2,4 : 3,6.

5. Per meglio decifrare il fenomeno, ho creduto utile poi ricercare se il fenomeno Edison avesse prodotto qualche effetto di natura precisa, se per esempio avesse impressionato una pellicola fotografica. Questa, avvolta sopra un piccolo cilindro metallico, e riparata dalle radiazioni luminose mediante

alcuni strati di sottile carta nera, venne posta tra la lastrina e il filamento; ma siccome veniva profondamente alterata dall' innalzamento della temperatura, pensai di eccitare la lampada a intervalli di tempo uguali, in modo che la pellicola si riscaldasse di poco e potesse raffreddarsi nell' intervallo tra due successive accensioni.

All' asse di un movimento di orologeria, venne applicato un disco metallico, alla cui periferia era saldata un' asticina, pure metallica, la quale poteva, per una determinata posizione del disco, pescare in una vaschetta di mercurio posta in comunicazione con un polo della corrente principale: l' asse del movimento era congiunto con uno degli estremi del filamento. Si comprende come, mettendo in moto il sistema, il circuito fosse chiuso e quindi la lampada s' illuminasse negli istanti solamente in cui l' asticina pescava nella vaschetta. Variando la velocità di rotazione, si poteva far variare a piacere la durata dell' accensione e la durata dell' intervallo fra due accensioni consecutive.

La pellicola, preparata nel modo già detto, fu, in diverse esperienze, sottoposta a esposizioni di durata via via crescente, fino a quattro ore (la durata dell' esperienza fu in tal caso di tre giorni consecutivi), ma non potei riscontrare alcuna impressione. Questo resultato negativo non esclude per altro che il fenomeno Edison non abbia azione fotografica: potrebbe darsi che la carta funzionasse da schermo; e che realmente possa essere così, lo fa sospettare la seguente esperienza.

Se si circonda la lastrina metallica, senza però farla toccare, con un involucro conico di carta, anche se vien fatta l' esperienza nelle condizioni più favorevoli, non si osserva alcuna deviazione nel galvanometro.

Poichè non si poteva difendere la pellicola dalla luce senza eliminare l' effetto Edison, tentai di sperimentare tenendo scoperta la pellicola stessa, e mandando nel filamento una corrente incapace di renderlo incandescente. Sebbene la lastrina fosse alla minima distanza dal filamento, il galvanometro cominciava a deviare soltanto quando cominciava l' incandescenza, la quale, per quanto debole, bastava ad impressionare la pellicola.

6. Non avendo potuto ottenere un resultato positivo per questa via, mi rivolsi a studiare come un campo magnetico facesse variare il fenomeno Edison, sperando di poter trarre qualche conclusione dal suo comportamento sotto questo riguardo. Già il Fleming [1]) aveva trovato che, avvicinando alla lampada un magnete in forma di ferro di cavallo, la corrente attraverso il gas diminuiva notevolmente: ed aveva spiegato tale diminuzione ammettendo che la resistenza del gas rarefatto aumentasse per la presenza del campo.

Ottenni un identico resultato adoperando un magnete rettilineo, lungo 120 cm., tale, cioè, da poter ritenere dovuta all'azione del solo polo vicino alla lampada, ogni eventuale perturbazione del fenomeno.

Tanto nel caso in cui il polo presentato fosse un polo nord o un polo sud, si otteneva la stessa diminuzione, come mostra la tabellā seguente

Posizione di riposo	Deviazione dovuta al fenomeno Edison	Deviazione col polo sud	Deviazione col polo nord	Differenza
65	295		250	—45
65	290	247		—43
67	290		245	—45
65	287	243		—44
64	285		247	—38
66	285	241		—44
66	286		240	—46
67	284	238		—46
63	285		241	—44
61	289	244		—45
62	289		243	—46
64	285	240		—45

1) Phil. Mag., vol. 42, 1896, § 33, p. 101.

7. Riconosciuta così in generale l'influenza del campo magnetico, sia positivo che negativo, volli precisare il senso di codesta influenza ricorrendo alla seguente disposizione.

Un dischetto metallico circolare portava una fenditura diametrale di circa un millimetro di larghezza; posteriormente a questo disco, e alla distanza di circa due centimetri, si trovavano due lastrine semicircolari, isolate fra loro e poste nel medesimo piano, in modo da lasciare fra di loro uno spazio vuoto, o fenditura, un poco più larga della prima e parallela a questa. Dalle lastrine suddette partivano due fili di rame isolati, che passando attraverso alla ghiera colla quale si chiudeva la tubulatura della lampada, potevano esser messe alternativamente in comunicazione con uno dei serrafili del galvanometro, mentre l'altro era al solito in comunicazione coll'estremo positivo del filamento. L'apparecchio descritto si adattava nell'interno della lampada in modo che la linea mediana delle fenditure e il filamento si trovassero nel medesimo piano. Al di fuori, e col proprio asse parallelo alle due fenditure, si trovava il magnete, essendo affacciato allo spazio compreso tra la prima e le seconde lastrine.

Quando il magnete non era eccitato, accendendo la lampada, non si osservava alcuna deviazione nel galvanometro, poichè il dischetto funzionava da schermo: quando il magnete veniva eccitato, se la corrente attraverso il gas fosse stata deviata da una parte o dall'altra del piano del filamento e delle due fenditure, essa avrebbe incontrato o l'una o l'altra delle due lastrine, e il galvanometro avrebbe indicato quale delle due fosse stata incontrata.

Le tabelle seguenti contengono i resultati di alcune esperienze. Le denominazioni di « lastrina di sinistra » e di « lastrina di destra » s'intendono prese per rispetto ad un osservatore il quale, posto nell'interno della lampada, coi piedi verso il cappio del filamento, essendo questo in basso, sia volto verso le lastrine.

Lastrina di sinistra.

Posizione di riposo del galvanometro	Deviazione col filamento incandescente	Deviazione prodotta dal polo sud	Deviazione prodotta dal polo nord
98	100	118	100
98	100	190	100
172	175	187	174
173	175	188	164,5
162	164	178	163,5
172	174	186	173,5
223	225	237	225
224	227	240	226

Lastrina di destra.

Posizione di riposo del galvanometro	Deviazione col filamento incandescente	Deviazione prodotta dal polo sud	Deviazione prodotta dal polo nord
97	100	100	113
97	99	98,5	115
96	99	99	114
97	99	98	114
203	205	204,5	219
200	202	201,5	214
196	198	197,5	219
195	198	197,5	217

Appena reso incandescente il filamento, si ha solo una piccolissima deviazione dalla posizione di riposo (colonna seconda delle due tabelle): in seguito la deviazione iniziale viene aumentata (colonna terza della prima tabella) se si

affaccia un polo sud mentre è in comunicazione col galvanometro la lastrina di sinistra, oppure se si affaccia un polo nord, mentre è in comunicazione col galvanometro la lastrina di destra (colonna quarta della seconda tabella).

Conclusioni.

8. Dalle esperienze esposte si può concludere:

a) L' intensità della corrente dovuta al fenomeno Edison diminuisce coll'aumentare della distanza che separa la lastrina dal filamento. La diminuzione è assai più rapida di quello che porterebbe la legge di proporzionalità, quando la pressione ha valori assai piccoli (curve 1, 2, 3): quando la pressione aumenta, la curva che esprime l' andamento del fenomeno in funzione della distanza, tende ad avvicinarsi alla linea retta (curve 4, 5).

Esaminando poi quale sia l'intensità della corrente attraverso il gas, che corrisponde a una medesima distanza, ma a pressioni diverse, si vede come sia massima per le pressioni minori, e come, crescendo queste, essa rapidamente diminuisca.

b) L'intensità della corrente attraverso il gas aumenta coll' aumentare della superficie della lastrina. Tali aumenti non sono proporzionali agli aumenti di superficie ; sono anzi assai meno rapidi di questi ultimi.

c) Il fenomeno Edison non esercita alcuna azione sopra una pellicola fotografica, coperta di carta nera, posta fra filamento e lastrina.

d) Un campo magnetico, sia positivo che negativo, produce una eguale diminuzione nell'intensità della corrente nell'interno del gas. Tale diminuzione è dovuta al fatto che la corrente gassosa viene deviata da un polo magnetico nello stesso modo con cui vengono deviati i raggi catodici.

9. I fatti precedentemente esposti mi sembra possano spiegarsi ammettendo che, quando la pressione ha sempre valori assai grandi, il fenomeno Edison sia dovuto in prevalenza

alla conducibilità acquistata dal gas per l'elevata temperatura; in seguito, quando la pressione diminuisce, acquisti invece la prevalenza una specie di radiazione.

Non si può decidere se la conducibilità di cui ho parlato sia veramente di natura elettrolitica. Le mie esperienze parrebbero opporvisi. È certo però che essa non potrebbe bastare da sola a tutto il passaggio dell'elettricità tra la lastrina e il filamento.

Che esista una specie di radiazione è confermato dalle esperienze sulle variazioni nella corrente attraverso il gas prodotte da un campo magnetico. Queste ultime fanno pensare che tale radiazione sia della stessa natura di quella dei raggi catodici.

Si potrebbe obiettare che, se si trattasse veramente di raggi catodici, si sarebbe dovuta ottenere qualche impressione sulla pellicola fotografica. Potrebbe però trattarsi di una specie di raggi catodici di debole potere penetrante, tali cioè che non potessero attraversare la carta nera.

SU LA POLARIZZAZIONE ROTATORIA DEI RAGGI DI FORZA ELETTRICA.

Ricerche di A. GARBASSO [1]).

1. Il Sig. J. C. Bose indicò alcuni anni or sono [2]) come si possa, deformando un fascio di fibre di juta, con una torsione intorno all' asse, ottenere un sistema, che agisce sopra i raggi di forza elettrica appunto come un corpo attivo su quelli della luce.

Io stesso ho dato in seguito [3]) una teoria delle esperienze del Bose, trattando ogni fibra del fascio come un cristallo uniasse, attribuendole cioè due diverse costanti dielettriche, secondo la maggiore lunghezza e in direzione normale.

Le equazioni, che si ottengono per questa via, sono simili a quelle impiegate dal Drude per descrivere i fenomeni della polarizzazione rotatoria naturale, e danno luogo ad alcune considerazioni interessanti, su le quali non è il caso ora di ritornare.

Ma lo stesso risultato, che il Bose ottenne, si può raggiungere anche per una strada completamente diversa, la cui traccia si trova in alcuni lavori di ottica relativamente antichi.

Nel 1869 il Reusch [4]) dimostrò infatti, in un lavoro notissimo, che la polarizzazione rotatoria del quarzo si può imitare, in modo abbastanza completo, sopraponendo un certo numero di lamine di mica girate una su l' altra di 60° o di 120°.

Successivamente il Sohnke diede di queste esperienze una teoria per ogni parte soddisfacente [5]).

1) Le esperienze che descrivo in questa nota furono cominciate fin dal 1897 nell' Istituto Fisico di Pisa, diretto dal Prof. Battelli; ma solo negli ultimi mesi, dopo averne approfondito la teoria, le ho condotte a termine nel Laboratorio del Prof. Naccari a Torino.

2) Proc. Roy. Soc. London, LXIII, 1898.

3) Nel volume delle Archives Néerlandaises, offerto al Prof. Lorentz per il suo giubileo dottorale.

4) Pogg. Ann., CXXXVIII, 1869.

5) Math. Ann., IX, 1876.

Ora, poichè si sa, dai lavori del Righi, che il legno si comporta rispetto alle onde elettriche come un cristallo, riesce chiaro a priori che delle esperienze simili a quelle del Reusch devono potersi eseguire, presentando ad un raggio di Hertz alcune tavole opportunamente tagliate e disposte. Ciò si verifica in realtà, ed io mi propongo di rendere conto brevemente in questa Nota delle ricerche che ho compiuto in proposito.

Premetterò anzitutto alcuni sviluppi teorici, e darò in seguito la descrizione delle esperienze e un cenno dei risultati.

2. L'apparecchio impiegato consta nella sua parte essenziale di tre tavole di uguale spessore, con le faccie parallele alle fibre, che si soprappongono una all'altra, girandole successivamente di 120° [1]).

Ora la teoria di questa disposizione si fa molto semplicemente. Basta infatti decomporre la forza elettrica, al suo primo entrare nella lastra che è più prossima all'eccitatore, in due componenti, una secondo le fibre e l'altra in direzione perpendicolare, e poi tener conto del fatto che le velocità, con le quali codeste componenti si propagano, sono diverse. Il medesimo calcolo si ripete in modo affatto simile per le lastre successive.

Sia:

$$E = \text{sen}\, \frac{2\pi t}{T}$$

la forza elettrica che entra nel sistema, e si indichino con E_f, E_p le componenti di quella che ne esce secondo le fibre della terza tavola e normalmente ad esse; si troveranno per rappresentarle delle espressioni della forma:

$$E_f = A_f \,\text{sen}\, 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{F_f}{\lambda} \right)$$

$$E_p = A_p \,\text{sen}\, 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{F_p}{\lambda} \right),$$

1) Girare le lastre di 120° o di 60° torna in sostanza lo stesso, perchè è chiaro che, otticamente, si ha il medesimo risultato se si imprimono delle rotazioni di 60° a destra, p. es., o di 120° a sinistra.

dove con λ ho indicato la lunghezza d'onda nell'aria ($=$T. 3.10[10]); con A_f, A_p le ampiezze; con $\frac{F_f}{\lambda}$, $\frac{F_p}{\lambda}$ i ritardi di fase rispetto alla forza E.

Eseguendo i calcoli si introduce da principio l'angolo α che la E fa con le fibre della prima lastra, quindi gli indici di rifrazione n_f e n_p e lo spessore d comune alle tre lastre, finalmente l'angolo di 120°, di cui il secondo elemento del sistema è girato rispetto al primo, e il terzo rispetto al secondo.

Si ottengono per tale modo le due equazioni:

$$A^2_f = \frac{1}{4}(\cos\alpha - \sqrt{3}\,.\,\text{sen}\,\alpha)^2 - \frac{\sqrt{3}}{8}\,.\,\text{sen}\,2\alpha\,.\,\text{sen}^2\,2\beta + \frac{\sqrt{3}}{4}(\text{sen}\,2\alpha + \sqrt{3}\,.\,\cos 2\alpha)\,\text{sen}^2\beta$$

(1)

$$A^2_p = \frac{1}{4}(\cos\alpha + \sqrt{3}\,.\,\text{sen}\,\alpha)^2 + \frac{\sqrt{3}}{8}\,.\,\text{sen}\,2\alpha\,.\,\text{sen}^2\,2\beta - \frac{\sqrt{3}}{4}(\text{sen}\,2\alpha + \sqrt{3}\,.\,\cos 2\alpha)\,\text{sen}^2\beta\,,$$

dove è:

$$\beta = \frac{\pi}{\lambda}(n_f - n_p)\,d \text{ [1]}\,,$$

e con esse altre due che definiscono:

$$\text{tg}\,2\pi\frac{F_f}{\lambda} \quad \text{e} \quad \text{tg}\,2\pi\frac{F_p}{\lambda}\,.$$

È inutile riportare queste ultime, poichè nel seguito non abbiamo bisogno di conoscere le grandezze assolute delle fasi dei due raggi emergenti, bensì ci basta di avere la differenza che corre fra esse.

1) Sommando le (1) membro a membro si ricava:

$$A^2_f + A^2_p = 1.$$

Questo risultato è ovvio, dal momento che abbiamo supposto, almeno implicitamente, che le forze non scemino di ampiezza mentre si propagano. In pratica si avrà invece uno smorzamento sensibile, ma il tenerne conto porterebbe una complicazione troppo grande nelle formole. Vuol dire che i resultati del calcolo daranno solo un'idea approssimata del fenomeno.

Ora le due tangenti si ottengono sotto la forma:

$$\operatorname{tg} 2\pi \frac{F_f}{\lambda} = \frac{N_f}{D_f},$$

$$\operatorname{tg} 2\pi \frac{F_p}{\lambda} = \frac{N_p}{D_p},$$

dove le N e D sono funzioni dei cinque parametri α, λ, n_f, n_p e d: possiamo dunque ricavarne:

$$\operatorname{tg} 2\pi \frac{F_f - F_p}{\lambda} = \frac{N_f D_p - N_p D_f}{N_f N_p - D_f D_p}.$$

Sostituendo e riducendo si ottiene:

$$\operatorname{tg} 2\pi \frac{F_f - F_p}{\lambda} = \tag{2}$$

$$= \frac{2 \operatorname{sen}^3 \beta \cos \beta \,.\, [\sqrt{3} \cos 2\alpha + \operatorname{sen} 2\alpha\, (1 + 2 \operatorname{sen}^2 \beta)]}{\sqrt{3} \cos 2\alpha \cos^2 \beta \,.\, (1 + 2 \operatorname{sen}^2 \beta) - \operatorname{sen} 2\alpha \,.\, (1 + \operatorname{sen}^2 \beta)\, (1 - 4 \operatorname{sen}^2 \beta \cos^2 \beta)}.$$

3. Le equazioni (1) e (2) permettono di discutere la forma del raggio emergente nei singoli casi.

Una prima cosa intanto potremo riconoscere con tutta facilità; che cioè in pratica non sarà possibile ottenere per questa via una vibrazione circolare. La teoria mostra infatti che l' uguaglianza delle ampiezze, e la differenza opportuna di fase, è raggiunta solo quando le singole tavolette hanno uno spessore di più di un decimetro.

Il calcolo è fatto nel seguito per il legno di abete, che fu quello impiegato nelle esperienze. Bisognerà introdurre nelle formole generali le ipotesi:

$$A_f = A_p, \tag{§}$$

e:

$$F_f - F_p = (2m + 1) \frac{\lambda}{4}. \tag{§§}$$

La (§) e le (1) forniscono senz' altro:

$$(\cos \alpha - \sqrt{3} \,.\, \operatorname{sen} \alpha)^2 - (\cos \alpha + \sqrt{3} \,.\, \operatorname{sen} \alpha)^2$$
$$- \sqrt{3} \,.\, \operatorname{sen} 2\alpha \,.\, \operatorname{sen}^2 2\beta + 2\sqrt{3}\, (\operatorname{sen} 2\alpha + \sqrt{3} \,.\, \cos 2\alpha) \operatorname{sen}^2 \beta = 0$$

ossia:

$$\operatorname{tg} 2\alpha = \frac{3 \operatorname{sen}^2 \beta - 1}{\sqrt{3}\,(1 + 2 \operatorname{sen}^2 \beta) \cos^2 \beta}.$$

Per la (§§) poi verrà:

$$\operatorname{tg} 2\pi \frac{F_f - F_p}{\lambda} = \operatorname{tg} (2m + 1) \frac{\pi}{2} = \infty ,$$

la qual cosa si verifica, secondo la (2), solamente quando sia:

$$(1 + \operatorname{sen}^2 \beta) \cos^2 2\beta \,.\, \operatorname{sen} 2\alpha = \sqrt{3}\,(1 + 2 \operatorname{sen}^2 \beta) \cos^2 \beta \,.\, \cos 2\alpha,$$

vale a dire:

$$\operatorname{tg} 2\alpha = \frac{\sqrt{3}\,(1 + 2 \operatorname{sen}^2 \beta) \cos^2 \beta}{(1 + \operatorname{sen}^2 \beta) \cos^2 2\beta}.$$

In luogo delle due equazioni ottenute si può prendere una di esse, ad esempio la prima, e aggiungervi la:

$$\frac{3 \operatorname{sen}^2 \beta - 1}{\sqrt{3}\,(1 + 2 \operatorname{sen}^2 \beta) \cos^2 \beta} = \frac{\sqrt{3}\,(1 + 2 \operatorname{sen}^2 \beta) \cos^2 \beta}{(1 + \operatorname{sen}^2 \beta) \cos^2 2\beta}$$

ossia:

$$(3 \operatorname{sen}^2 \beta - 1)(1 + \operatorname{sen}^2 \beta)(1 - 4 \operatorname{sen}^2 \beta + 4 \operatorname{sen}^4 \beta) =$$
$$= 3\,(1 + 2 \operatorname{sen}^2 \beta)^2 (1 - \operatorname{sen}^2 \beta)^2.$$

Ponendo $\operatorname{sen}^2 \beta = x$ risulta:

$$(3x - 1)(1 + x)(1 - 4x + 4x^2) = 3\,(1 + 2x)^2 (1 - x)^2 ,$$

vale a dire:

$$x = \sqrt[3]{\frac{1}{2}},$$

e tornando a sostituire per x il suo valore:

$$\operatorname{sen}^2 \beta = \sqrt[3]{\frac{1}{2}} = 0{,}79 ,$$

e:

$$\operatorname{tg} 2\alpha = \frac{3\sqrt[3]{\frac{1}{2}} - 1}{\sqrt{3}\left(1 + 2\sqrt[3]{\frac{1}{2}}\right)\left(1 - \sqrt[3]{\frac{1}{2}}\right)} = 1,46\,;$$

dalle quali si ricava:

$$\beta = 62^\circ\ 59'\ 11'',$$

$$\alpha = 27^\circ\ 47'\ 45''.$$

Ora la definizione di β fornisce:

$$d = \frac{\lambda}{n_t - n_p} \cdot \frac{\beta}{\pi}$$

$$= \frac{\lambda}{n_t - n_p} \cdot \frac{62,986}{180}.$$

Ma dalle misure del Mazzotto segue per il legno di abete:

$$n_t = 1,83$$

$$n_p = 1,57$$ [1])

dunque:

$$d = \frac{0,26}{\lambda} \cdot \frac{62,086}{180},$$

1) Il Mazzotto (Rend. R. Acc. dei Lincei, (5), VI, 2° sem., 1897) ottenne per gli indici in quistione i dati seguenti, sperimentando con onde guidate da due fili paralleli e contenuti in un piano orizzontale.

	PROPAGAZIONE		
	longitudinale	trasversale	
		fibre	
		verticali	orizzontali
	(n_p)	(n'_t)	(n''_t)
I	1,540	1,646	—
II	1,596	1,679	1,730
III	—	1,604	1,657
IV	—	1,721	1,882
Media	1,57	1,66	1,74

$$n_t = n''_t + (n'_t - n_p) = 1,83.$$

e per onde di 10 cm.:

$$d = \frac{629,86}{46,80} = 13,46 \text{ cm.}$$

E però se si volesse ottenere una vibrazione circolare bisognerebbe impiegare tre tavole di abete, dello spessore di 13,46 ciascuna, e inclinare le fibre della prima di 27° 47′ 45″ su la direzione dell' eccitatore.

Ma attraversando 40 cm. circa di legno le onde subirebbero un tale smorzamento che l' esperienza, come ho annunciato, non si potrebbe praticamente eseguire.

4. Se si vuole invece che il raggio emergente sia rettilineo basta porre:

$$F_f - F_p = m \frac{\lambda}{2},$$

ossia:

$$\operatorname{tg} 2\pi \frac{F_f - F_p}{\lambda} = \operatorname{tg} m\pi = 0,$$

o, per la (2):

$$(\S\S\S) \quad \operatorname{sen}^3 \beta \cdot \cos \beta \cdot [\sqrt{3} \cos 2\alpha + \operatorname{sen} 2\alpha \cdot (1 + 2 \operatorname{sen}^2 \beta)] = 0.$$

In generale la d deve ritenersi come data, rimane dunque un solo modo per soddisfare a questa equazione, ed è di scrivere:

$$f(\alpha, \beta) = \sqrt{3} \cos 2\alpha + \operatorname{sen} 2\alpha \cdot (1 + 2 \operatorname{sen}^2 \beta) = 0,$$

o, che fa lo stesso:

$$\operatorname{tg} 2\alpha = - \frac{\sqrt{3}}{1 + 2 \operatorname{sen}^2 \beta}.$$

Nelle esperienze definitive ho impiegato due diverse serie di tavolette, in una gli elementi avevano 2,5 cm. di spessore, nell' altra 5 cm. Volendo calcolare anzitutto il primo caso si dovrà porre:

$$\beta = \pi \frac{2,5 \cdot 0,26}{10},$$

cioè

$$\beta = 11° \, 42'.$$

Questo fornisce :

$$\text{sen}^2 \beta = 0{,}041 \; ,$$

e però :

$$\text{tg}\, 2\alpha = -\frac{\sqrt{3}}{1{,}082} = -1{,}60 \; ,$$

$$\alpha = -29^\circ \text{ circa.}$$

Bisogna notare però che essendo :

$$\text{sen}^3 \beta = 0{,}008$$

il primo membro della (§§§) sarà *sempre* molto piccolo, qualunque sia la α; sicchè in ogni modo il raggio emergente dal sistema deve corrispondere ad un' ellisse molto allungato.

Provando ad eseguire i calcoli si troverebbe in realtà (con $\beta = 11^\circ 42'$)

α	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°
$f(\alpha,\beta)$	0,016	0,016	0,014	0,011	0,006	0,0006	—0,005	—0,010	—0,014

L' altro sistema, che servì pure alle esperienze, aveva, come ho detto, tre tavole dello spessore di 5 cm.

Per questo risulta :

$$\beta = \pi \frac{5 \,.\, 0{,}26}{10} \; ,$$

e quindi :

$$\beta = 23^\circ \, 24' \; ,$$

e :

$$\text{sen}^2 \beta = 0{,}158 \; ,$$

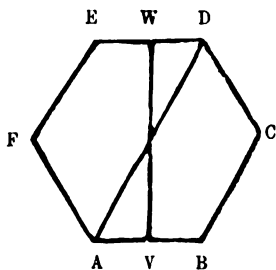
e poi :

$$\text{tg}\, 2\alpha = -\frac{\sqrt{3}}{1{,}316} = -1{,}32 \; ,$$

e per conseguenza :

$$\alpha = -26^\circ \text{ circa.}$$

Anche qui si può ripetere l'osservazione di prima, il fattore sen$^3 \beta$, assumendo il valore 0,063, continua infatti ad essere molto piccolo. Vuol dire che, con le lastre di due centimetri e mezzo, come con quelle di cinque centimetri, si potrà senza inconvenienti sensibili fare α alquanto diverso dal valore calcolato, e prenderlo, ad esempio, uguale a -30°. Nelle esperienze che descriverò ora ho scelto appunto tale valore.

5. Le tavole impiegate si ritagliavano in forma di esagoni regolari, di 15 cm. di lato: le loro faccie erano, naturalmente, parallele alle fibre. Quanto alla posizione del perimetro nel piano delle faccie la scelsi per modo che le fibre corressero parallele ad una delle diagonali lunghe, di quelle diagonali cioè che sono diametri del cerchio circoscritto, come sarebbe A D nella figura. Se ora l'assicella si dispone verticalmente sopra un tavolo, appoggiandola sul lato A B, è chiaro che la retta V W, che ci potrà rappresentare la forza elettrica incidente, riuscirà girata rispetto alle fibre di 30°, nel verso opposto a quello in cui girano gli indici di un orologio.

Imaginiamo adesso di prendere altre due tavole, esattamente simili alla prima, e di orientarle allo stesso modo da principio, assegnando le stesse lettere ai vertici corrispondenti; appoggiamo quindi la seconda tavola sul suo lato D C e la terza sul suo lato F E. Allora la seconda sarà girata manifestamente di 120° rispetto alla prima nel senso in cui girano gli indici di un orologio, e la terza sarà girata di altrettanto rispetto alla seconda [1]).

1) Chiamo prima, seconda e terza tavola quelle che, durante le esperienze, saranno attraversate per prima, per seconda e per terza dal raggio di forza elettrica.

Sarà poi facile ottenere all' occorrenza con le stesse assicelle un sistema che sia l' imagine speculare di questo primo.

6. L' eccitatore e il risonatore impiegati da me erano simili in tutto a quelli ben noti, che descrisse il Righi.

L' eccitatore aveva quattro palline di 1,7 cm. di diametro; il secondario fu una strisciolina d' argento larga due millimetri e lunga 5 cm. all' incirca. Ho verificato, con la nota disposizione del Boltzmann, che l' onda corrispondente era molto prossima a 10 cm.

I due conduttori primario e secondario erano muniti di specchio; per il primario usai uno dei riflettori sferici di rame che s' impiegano nelle esperienze sul calore radiante, per il secondario uno specchio parabolico di cartoncino, del tipo di quelli impiegati da Aschkinass e da me nelle nostre esperienze su la rifrazione dei raggi di forza elettrica. Nella tabella seguente ho raccolto le costanti di codesto istrumento.

Distanza focale	2,5	cm.
Altezza	17	cm.
Serie di risonatori	3	
Numero di risonatori in ogni serie . .	50	.

Lo specchio secondario era montato sopra un asse orizzontale e munito di quadrante. Determinavo la direzione della forza elettrica incidente misurando la posizione di estinzione a destra e a sinistra del massimo.

7. I risultati della ricerca furono i seguenti :

a) con le tavolette di 2,5 cm. non vi è rotazione sensibile;

b) con le tavolette di 5 cm. la rotazione è di 8° o 10° al massimo, e il raggio per quanto si può giudicare è rettilineo;

c) il senso della rotazione è quello positivo, cioè quello in cui sono girate una rispetto all' altra (di 120°) le lastre che costituiscono il sistema. Quest' ultimo fatto corrisponde a ciò che si verifica nei sistemi di laminette di mica, studiati dal Sohnke, la quale cosa del resto, per la somiglianza della teoria nei due casi, si poteva prevedere.

Torino, Luglio 1902.

CALORE DI SOLUZIONE,

del Dott. ADOLFO VARALI-THEVENET.

Essendomi proposto di fare uno studio sul calore di soluzione, fra il metodo delle mescolanze, seguito da Graham [1]), Person [2]), Winkelmann [3]), Thomsen [4]) e Stackelberg [5]), e quello del calorimetro a ghiaccio, usato da Scholtz [6]) e da Staub [7]), preferii quest' ultimo sia per la precisione che esso consente nelle misure, sia ancora per chiarire alcuni dubbi che lasciano le ricerche di Staub e di Scholtz, i cui risultati non sono molto concordanti; chè, se con esso non è possibile l' esame della legge con cui varia il calore di soluzione col variare della temperatura, si ha però il mezzo d' indagare l' influenza della concentrazione con criteri sicuri, specialmente se la concentrazione varia da un' esperienza all' altra in modo graduale.

Disposizione sperimentale. — Il calorimetro di Bunsen era disposto in un recipiente di zinco, contenente acqua, e questo recipiente era collocato in un altro, pure di zinco, ripieno di ghiaccio pesto o di neve. A protezione del ghiaccio, il secondo serbatoio, rivestito da un grosso strato di bambagia, era, a sua volta contenuto in apposita cassa di legno. Nella branca più sottile del calorimetro era innestato, per mezzo di un turacciolo assicurato con paraffina, un tubo capillare diviso in millimetri, che dapprima avevo accuratamente calibrato: alla distanza di qualche metro, seguivo, per mezzo di un cannocchiale, l' andamento del mercurio nel tubo.

Per ottenere che la temperatura dell' ambiente fosse prossima allo zero, le esperienze vennero fatte in mesi invernali. Le esperienze procedevano nel modo seguente. Nel calorimetro

1) Philos. Magaz. 24, 1844.
2) Annal. de chimie et phys., 3. série 21 e 27.
3) Poggen. Annal., vol. 149.
4) Thermochem. Untersuch. e Winkelmann' s Handbuch d. Physik. 29.
5) Zeitschrift für Phys. Chemie, 26, 3.
6) Wied. Annal., 45, pag. 193.
7) Inaugural Dissertation. Zürich. 1890.

mettevo una quantità d'acqua, circa 50 cmc., già portata a temperatura vicina allo zero, e la lasciavo nel tubo calorimetrico per una notte prima di cominciare la serie. Pesata la quantità di sale che volevo aggiungere alla soluzione, la ponevo in apposito panierino di platino, racchiudevo il tutto in una provetta sul cui fondo era dell'acido solforico destinato a mantenere il sale in un ambiente asciutto, ed immergevo la provetta nel ghiaccio fondente. Quando si voleva far la soluzione si attaccava il filo di platino che serviva a sorreggere il panierino, ad un filo di seta passante per la gola di una carrucola, s'immergeva rapidamente il sale nel calorimetro, e, mentre si facevano le letture, si agitava la miscela mediante la capsulina di platino. Era difficile che il mercurio fosse fermo, nelle condizioni normali; però lo spostamento continuo era assai lento ed abbastanza regolare; per cui era possibile apportare alle determinazioni la correzione, relativa, osservando di quante divisioni si spostava il mercurio di 5 in 5 minuti.

Per ottenere il numero delle calorie assorbite ad ogni immersione, non avevo che a servirmi delle tabelle previamente costrutte nelle quali avevo scritto il numero di calorie corrispondenti ad ogni millimetro del tubo; assumendo la media dei valori dati da Velten, Bunsen, Schuller e Wartha per la massa di mercurio spostato in corrispondenza ad una caloria.

Nella prima serie di determinazioni le quantità di sale adoperato per le prime immersioni erano di 100 o 200 milligrammi per aver modo di osservare gli eventuali effetti della dissociazione: però, quando avevo immerso complessivamente un grammo, procedevo di 500 in 500 milligrammi: in tal guisa si avevano sempre aumenti graduali della concentrazione. Nella seconda serie, invece, immergevo volta per volta un grammo di sale; in tal modo la concentrazione variava più rapidamente che nel caso della prima serie, ma sempre con sufficiente lentezza [1]). Come si disse, la quantità d'acqua usata era di 50 grammi; ma nelle tabelle seguenti riduco, per

1) I risultati sono esposti in modo più esteso in una mia Nota, sullo stesso argomento, pubblicata nei Rendiconti del R. Ist. Lomb. di sc. e lett. Serie 2., vol. 34.

comodità, i risultati riferendomi alla massa di 100 grammi. Nelle tabelle relative ai singoli sali la prima colonna contiene le percentuali P del sale sciolto; la seconda dà le piccole calorie assorbite per ogni immersione e riferite ad un grammo di sali, e la terza le quantità di calore assorbite da tutto il sale sciolto.

P	Nitrato di sodio				Cloruro di potassio				Cloruro di sodio			
	I Serie		II Serie		I Serie		II Serie		I Serie		II Serie	
	Cal. parz.	Cal. tot.	Cal. parz.	Cal. tot.	Cal. parz.	Cal. tot.	Cal. parz.	Cal. tot.	Cal. parz.	Cal. tot.	Cal. parz.	Cal. tot.
0,2	76,0	15,2			79,0	15,8			33,8	6,7		
0,4	65,7	28,3			77,8	31,4			31,8	13,1		
0,6	62,8	40,9			77,4	46,8			29,2	19,0		
0.8	59,1	52,7			75,7	62,0			29,2	24,8		
1	58,8	64,5			74,0	76,8			28,4	30,5		
2	57,5	122,6	61,2	122,4	72,6	149,7	75,0	150,0	27,1	57,2	29,6	59,3
4	54,0	230,7	54,8	232,1	69,0	287,5	69,7	289,5	23,7	104,6	23,1	107,6
6	49,5	329,7	49,2	330,5	67,6	422,9	68,4	426,4	19,9	144,5	19,0	145,6
8	47,4	424,6	47,9	426,3	66,8	556,5	66,9	560,3	16,6	177,7	15,8	177,2
10	45,8	516,3	46,2	518,7	64,3	686,1	65,6	691,5	13,3	206,4	12,4	202,0
12	43,2	602,7	43,5	605,6	60,3	806,7	63,8	819,1	9,3	224,9	10,5	223,0
14	41,7	680,2	42,2	690,0	59,1	924,9	62,0	943,1	6,4	237,8	7,4	237,9
16	39,8	765,9	39,9	769,8	56,1	1037,2	59,7	1062,5	5,2	247,3	4,7	247,3
18	38,1	842,1	39,2	848,3	52,7	1142,5	57,3	1177,2	3,2	253,5	3,8	254,9
20	34,6	911,3	34,8	917,8	50,6	1243,8	55,1	1287,4				
28	—	—	—	—	45,9	1610,9	50,1	1679,5				
29	—	—	—	—	20,1	1631,0	—	—				
30	32,5	1234,0	31,3	1251,3	—	—	12,1	1703,7				
40	26,9	1503	28,5	1537								
50	21,5	1732	24,1	1778								
60	20,7	1939	22,0	1998								
70	17,7	2116	18,6	2184								
73	11,1	2150	—	—								
74			2,0	2220								

P	Nitrato di potassio				Solfato di sodio				Solfato di potassio			
	I Serie		II Serie		I Serie		II Serie		I Serie		II Serie	
	Cal. parz.	Cal. tot.	Cal. parz.	Cal. tot.	Cal. parz.	Cal. tot.	Cal. parz.	Cal. tot.	Cal. parz.	Cal. tot.	Cal. parz.	Cal. tot.
0,2	95,1	19,0			58,5	11,7			68,0	13,6		
0,4	91,6	37,2			56,5	23,0			52,0	24,0		
0,6	90,0	55,1			55,5	34,1			47,0	33,4		
0,8	88,7	72,8			55,1	45,1			39,0	41,2		
1	87,5	90,3			54,2	56,0			—	—		
2	82,9	172,9	90,5	180,9	50,0	105,5	52,9	105,9	43,5	95,2	47,8	94,7
4	80,2	333,3	82,3	345,5	43,4	192,4	45,6	197,0	38,1	171,4	40,0	174,7
6	74,5	482,3	76,2	498,9	41,2	274,8	45,1	287,2	29,1	229,6	32,7	240,1
8	68,2	622,0	75,0	649,9	36,5	347,7	36,8	371,7	18,5	266,6	23,0	286,1
10	66,8	754,7	74,4	798,8	30,8	409,3	34,2	420,2	9,0	275,6	5,1	296,1
12	63,5	881,8	53,0	905,9	23,1	455,4	22,6	465,4				
14	26,1	933,9	4,6	915,1								

Come già dissi, le soluzioni furono portate alla saturazione per tutti i sali: solo nel caso del cloruro di sodio non si arrivò fino a quel limite, giacchè a partire da una certa concentrazione si avevano assorbimenti di calore tanto piccoli, che gli errori di lettura sul tubo graduato, trascurabili per gli spostamenti ottenuti in tutte le altre osservazioni, potevano, in questo caso, influire in modo relativamente notevole sui risultati finali.

A scopo di paragone, qui sotto riporto i risultati ottenuti dai Sigg. Stackelberg, Winkelmann, Staub, Scholtz e da me per vari dei sali che io presi in esame.

Sale	P	Valori ottenuti da					
		Stackelberg	Winkelmann	Staub	Scholtz	Thevenet	
						I Serie	II Serie
KNO_3	2,5		226,1	223,2	226,8	214,2	222,0
	2,8	223,6				239,0	247,6
	5		425,9	421,0	437,7	409,0	422,2
	5,6	363,9				454,6	482,6
	10		815	789	820	757	799
	11,24	653				834	864
	13		1030	974	1032	924	959
$NaNO_3$	0,53				37,1	36,7	
	1,06				72,6	68,2	
	2,12				140,9	129,7	129,0
	2,36	164,2				142,6	142,1
	4,72	276,1				266,9	267,5
	8,49				498,8	447,4	448,0
	9,44	446,7				490,7	492,8
	12,73				699,5	633,6	636,4
	18,88	678				873	879
	33,96				1466	1348	1381

Sale	P	Valori ottenuti da				
		Winkelmann	Staub	Scholtz	Thevenet	
					I Serie	II Serie
NaCl	2,92	79,7	80,2	89,3	79,6	80,6
	5,85	138,7	142,6	158,7	141,8	142,7
	11,70	231,5	228,8	245,9	222,9	213,2
KCl	1,86			131,8	140,0	139,5
	3,72			259,9	268,6	269,9
	7,44			498,0	521,0	522,7
	14,88			940	973	995
K_2SO_4	0,54			26,23	30,7	
	1,09			52,60	55,4	
	2,18			102,6	103,1	102,0
	4,35			196,3	183,0	186,1

Credo che la causa principale delle divergenze con Staub e Scholtz debba ricercarsi nello stato di maggiore o minor secchezza del sale, ed in qualche impurità contenuta in esso, quantunque i sali da me usati, provenienti dalla casa Merk dovrebbero offrire garanzie di sufficiente purezza.

Sui risultati delle mie esperienze potrebbe influire il fatto che alla capsulina di platino che dovevo togliere ad ogni immersione, restava sempre aderente un po' di liquido (da 10 a 15 mgr. circa) quindi la soluzione era, in realtà, un po' più ricca di sale di quanto vien riportato dalle tabelle. Ma dall' esame di queste chiaramente si vede che l' influenza di tale causa d' errore è affatto trascurabile se non si arriva alle più grandi concentrazioni, perchè i risultati delle due serie relative a ciascun sale, vanno sensibilmente d' accordo fino a valori della concentrazione non troppo elevati, e questo accordo

rende maggiormente attendibili i valori da me dedotti. Le esperienze del Winkelmann poi, che mirarono principalmente alla ricerca della dipendenza del calore di soluzione dalla concentrazione, non sono pienamente attendibili. Infatti, nella formola che serve per calcolare il calore di soluzione, entrano, oltre il calore specifico della soluzione, i calori specifici dell' acqua e del sale. Questi calori specifici variano col variare della temperatura, ed è appunto di queste variazioni che il Winkelmann non tien conto. Quest' osservazione spiegherebbe le diversità fra i valori dati dal Winkelmann e quelli ottenuti da me.

Dall' esame dei miei risultati si può argomentare che il calore di soluzione, per grandi diluizioni, dipende unicamente dal peso molecolare del sale. Infatti, deducendo per estrapolazione il calore di soluzione per concentrazioni *zero*, si trova che sensibilmente il rapporto K fra il peso molecolare e questo calore di soluzione, tende all' unità per i sali i cui radicali sono monovalenti, tende invece a *due* per i sali i cui radicali sono bivalenti. Si ha infatti :

$$(KNO^3) \quad K = \frac{101}{101} = 1 ; \qquad (KCl) \quad K = \frac{75}{81} = 0,92 ;$$

$$(K^2SO^4) \quad K = \frac{174}{81} = 2,14 ;$$

$$(NaNO^3) \quad K = \frac{85}{85} = 1 ; \qquad (NaCl) \quad K = \frac{58}{42} = 1,38;$$

$$(Na^2SO_4) \quad K = \frac{142}{62} = 2,29 .$$

Dall' andamento delle curve rappresentative non posso avvalorare quanto asserì Winkelmann, che cioè l' andamento generale del fenomeno potrebbe essere rappresentato da rette; da questo andamento tutti i sali si scostano in modo troppo notevole, perchè si possano ritenere le loro deviazioni dovute a cause accidentali. Infatti, quantunque da una certa concentrazione, variabile da sale a sale, le curve del calore parziale si avvicinino di molto a delle rette, in principio, per effetto della dissociazione, le curve discendono molto rapidamente.

Riassumendo, da queste mie esperienze risulta; che per soluzioni non molto diluite, al crescere della concentrazione diminuisce il calore che si richiede per isciogliere una determinata quantità di sale con una legge di quasi esatta proporzionalità, mentre, nel caso delle soluzioni diluite, le calorie parziali diminuiscono più rapidamente della diluizione: che esiste un rapporto costante per sali con radicali d' ugual valenza, tra il peso molecolare e la quantità di calore che verrebbe assorbita per soluzioni infinitamente diluite.

Laboratorio di Fisica della R. Università di Pavia.

SULLE VARIAZIONI DIURNE DELLA RIFRAZIONE ATMOSFERICA

(secondo contributo)

del Prof. VITTORIO E. BOCCARA [1]).

(Largo sunto dell'Autore).

In un precedente mio lavoro [2]) dallo stesso titolo mi promettevo di seguitare lo studio in parola se circostanze favorevoli me lo avessero permesso. Difficilmente a me relegato in una città priva di risorse scientifiche, l' occasione mi si sarebbe presentata propizia per la ragione semplicissima che mi mancava uno strumento necessario per simili ricerche. Riparai a questo difetto ordinando per mio conto, nel dicembre dello scorso anno, alla casa E. Ducretet di Parigi un apparecchio simile a quello adoperato nel primo studio che feci a Catania, apparecchio che mi giunse a Reggio solo nei primi di marzo. Verificato che lo strumento rispondeva appieno al suo scopo, con osservazioni dirette riassunte in poche parole nella nota originale, mi accinsi subito ad adoperarlo quando mi recai al R. Osservatorio Astronomico di Palermo per ragione di altri studi che sto facendo.

1) Lavoro eseguito nel R. Osservatorio di Palermo per gentil concessione del Direttore Sig. Prof. Angelitti al quale l'A. esprime la sua riconoscenza e pubblicato nelle Memorie della Società degli Spettroscopisti Italiani. Vol. 31, 1902.

2) N. Cim. Ser. 5., T. 2°, Settembre 1901 a pag. 204.

Per gentile concessione dell' illustre direttore Prof. Angelitti, potei collocare il mio strumento sopra un apposito sostegno, che invariabilmente era posto sempre nel medesimo luogo del davanzale di una delle finestre prospicienti sulla grande terrazza dell' Osservatorio, e precisamente di quella vicina al gabinetto di Metereologia. Scelsi questo luogo anzichè quello pur convenientissimo scelto dal Prof. Riccò nel suo primo studio « Sulle variazioni della rifrazione ecc. » [1]) per ragione di comodità ed anche per la maggior altezza. L' asse del cannocchiale era a N. 86° E ed allora compariva nel campo del *micrometro* oltre la linea dell' orizzonte marino (distante circa 30 km.) la sommità della cupola della chiesa Casa Professa colla sua croce terminale. L' orizzonte rimane sempre sopra la punta della detta croce, onde le osservazioni e relative misure riuscivano più brevi e più semplici a farsi di quelle che ebbi a fare l' anno scorso a Catania, mentre che era più facile determinare la coincidenza di una delle immagini della croce colla linea dell' orizzonte.

Il metodo per misurare la variazione diurna della rifrazione è semplicissimo. Basta far coincidere per esempio, la punta della immagine ordinaria della croce colla immagine straordinaria della linea dell' orizzonte, immagini che si producono nel piano focale dell' obbiettivo, servendosi dell' apposito bottone a rocchetto e crimagliera. La posizione opportuna del prisma indica, in unità, decimi e centesimi di primo nella scala incisa sullo strumento, l' angolo che la visuale diretta alla cima della croce fa colla visuale diretta all' orizzonte. La variazione di questo angolo appunto fa molto semplicemente conoscere la variazione della rifrazione [2]). Infatti, cognito quest' angolo, che per brevità chiamerò x, per conoscere la depressione rifratta d_r dell' orizzonte marino, basta dalla depressione del punto di riferimento, la cima della croce vista,

1) A. Riccò. Sulle variazioni della rifrazione atmosferica in Memorie della Società degli Spettroscopisti Italiani. Vol. 18 ed in Rendiconti della Accademia dei Lincei, 1890.

2) Potendosi ritenere come fissa la prima visuale non avendo su questa sensibile influenza la rifrazione essendo distante la croce, presa di mira, circa m. 720 dal luogo di osservazione.

togliere l'angolo osservato. Trovato d_r *l'angolo di rifrazione* r vien dato subito della relazione

$$r = d - d_r$$

ove d, depressione geometrica dell'orizzonte, è una costante che in minuti secondi si calcola colla formula approssimata

$$d'' = \frac{1}{\operatorname{sen} 1''} \sqrt{\frac{2h}{R}}$$

facendo in questa $h =$ m. 72,20 altezza dell'obbiettivo del cannocchiale sul mare, R = km. 6369, raggio terrestre calcolato per la latitudine di Palermo e $\frac{1}{\operatorname{sen} 1''} = 206265''$, per cui sarà

$$d'' = 982'',027 = 16',36.$$

Ed essendo la depressione δ della cima della croce, per misure replicatamente fatte da me con due buoni tacheometri favoritimi l'uno dal Prof. Venturi (con divisione sessagesimale e l'altro dall'Ing. Prof. Salemi-Pace con divisione centesimale), posti nel medesimo luogo ed alla stessa altezza, ove ponevo il cannocchiale di Rochon, data da un valor medio $\delta = 19',70$, sarà

$$r = d - (\delta - \alpha) = 16',36 - 19',70 + \alpha = \alpha - 3',34 .$$

Compiuta la prima, avanti di procedere alle successive determinazioni dell'angolo α osservavo col cannocchiale se la linea dell'orizzonte si fosse spostata rispetto alla posizione di contatto che occupava precedentemente colla cima della croce.

Lo spostamento era più o meno visibile, a seconda della sua ampiezza; ed intanto potevo a stima vedere se fosse in qualche rapporto con la punta a lancia della parte superiore della croce, la cui altezza angolare, con replicate misure, trovai essere di circa 1',0. E siccome si può giudicare benissimo fino al quarto di tale altezza, in una prima misura approssimata potevo vedere se la variazione fosse di qualche 0',25. La qual misura approssimata era di controllo al valore di α che trovavo, col trarre la media di sei valori determinati alterna-

tivamente facendo ruotare sul suo sostegno di 180° il cannocchiale, per modo che una volta il bottone si trovava in alto ed una volta in basso. Ciascun singolo valore di α concorda sempre nei primi e decimi di primo e solo differisce al più di 3 o 4 centesimi di primo. E faccio notare che l' errore personale è affatto trascurabile, come potei verificare facendo insieme col personale dell' Osservatorio, ben provetto in fatto di osservazioni ottiche, diverse volte delle misure dell'angolo α. I valori che trovavamo erano sempre coincidenti nei primi e decimi di primo, cosicchè ho la certezza che le misure non sono affette da errori di osservazioni superiori in valore assoluto ai 0',05.

Per avere un' altra prova di controllo del buon funzionamento del *micrometro,* misurai coi due tacheometri, di cui sopra ho parlato, l' altezza angolare della croce presa di mira, e trovai come valore medio 11',48 valore che si può ritenere coincidente con quello di 11',54 trovato come media di circa trecento determinazioni [1]). Mi sembra dunque di dover riporre nel *micrometro a doppia immagine del Rochon* tutta quella fiducia che si ha in generale per gli altri strumenti, che costano maggiormente perchè più complicati, col vantaggio che quello non richiede quasi nessuna cognizione speciale per adoperarlo mentre questi esigono attitudini speciali in chi li deve usare, se vuol raggiungere la stessa approssimazione nelle misure, che si ottiene col micrometro di Rochon.

Con gli angoli α notavo: la temperatura, la pressione, lo stato igrometrico l' ondulazione dell' aria, lo stato del cielo e del mare ecc. ecc. E ciò facevo ad ogni mezz' ora, leggendo direttamente, per le prime tre misure le indicazioni date dagli strumenti appositi, che erano nel gabinetto di meteorologia, distante un due metri dal luogo ove io osservavo, mentre le altre le notavo col solito sistema che tenni la prima volta.

1) Queste circa trecento determinazioni le avevo notate nel verificare continuamente se la scala dello strumento, incisa lungo il tubo, subiva delle dilatazioni che si potessero rendere sensibili nelle misure delicate che stavo facendo ed anche per vedere se la rifrazione poteva far variare la depressione del punto di riferimento (la cima della croce) che io a priori ammettevo, per la piccola distanza dal luogo di osservazione (circa 720 metri) come fissa.

La temperatura veniva letta sul termometro asciutto e su quello bagnato dell' igrometro che mettevo tutte le volte nelle condizioni richieste per fare delle buone osservazioni. Le letture le correggevo volta per volta, togliendo da quello asciutto 0°,6 e da quello bagnato 0°,1 come risultava da controlli precedentemente fatti all' Osservatorio. Avendo questi dati colle tavole di Haegens, ampliate da Morosini, calcolavo immediatamente l' umidità relativa.

Per avere la temperatura del mare, dopo aver provato diversi modi di calcolo, mi attenni al seguente, come quello che mi sembra dia resultati più vicini al vero. La temperatura media del mare a Palermo nei mesi di Marzo ed Aprile è rispettivamente di 14°,2 e 15°,6 [1]) e con recenti ricerche fatte dal Prof. T. Zona negli anni 1889 a 1894 risultò nel mese di Marzo di 14°,53 entro il porto e di 14°,54 fuori porto, e nel mese di Aprile rispettivamente di 15°,92 e 16°,17. Per cui la media temperatura del mare secondo questi dati sarebbe, per l' epoca in cui io feci le osservazioni, di 15°,16. Per avvicinarmi più al vero, prendo per temperatura dell' aria sovrastante al mare del giorno in cui faccio le esperienze quella intermedia tra la media testè trovata e la media delle temperature segnate al luogo dove osservo, ridotte al livello del mare, ad ogni mezz' ora. Questo valore trovato lo conservo costante per tutta la giornata, giacchè è noto come la variazione diurna della temperatura alla superficie del mare può giungere al più a 1° [2]).

Le pressioni lette pure ad ogni mezz' ora al barometro, già controllato, erano ridotte volta per volta a 0°. Da queste trovo la pressione al mare coll' aggiunta di mm. 6,9.

Per l' ondulazione dell' aria mi servo della solita scala da 0 a 10 [3]).

Dai valori trovati per l' angolo α si ha una nuova conferma della continua variabilità della rifrazione durante il giorno, la quale ha dei massimi, pure variabili, che in generale si

1) P. Tacchini. Sul clima di Palermo. Estratto dalla " Gazzetta Clinica „. N. 2, 3, 4, 6, 7 a pag. 24.

2) C. Schmid. Lehrbuch der Meteorologie, pag. 194.

3) Cf. nota 1) a pag. 205 N. C., Ser. 5., T. 2., Settembre 1901.

presentano intorno alle ore 7. (Per Catania trovai nel precedente studio che questi massimi si presentano intorno alle ore 8).

Come nel mio primo studio, confronto la rifrazione osservata r con quella r_1 che dovrebbe avvenire nell'ipotesi dell'atmosfera normalmente costituita, la quale si può avere facilmente, calcolando la depressione dell'orizzonte marino col tener conto della rifrazione mediante la formula

$$D = \sqrt{\frac{2h}{R} \cdot \frac{m-1}{m}}$$

che per $m = 8{,}2$, come propone Faye [1]) e $\sqrt{\frac{2h}{R}} = 16',36$ come trovammo a pag. 194 dà

$$D = 16',36 \times 0{,}9370 = 15',33$$

e quindi

$$r_1 = 16',36 - 15',33 = 1',03$$

E da tale confronto risulta come la rifrazione ossservata sia nel maggior numero dei casi (eccettuati i giorni 2, 3 e 4 Aprile, di eccezionalmente forte rifrazione) inferiore a quella normale, ciò che conferma ancora una volta come in Sicilia la rifrazione sia minore di quella osservata in altre regioni. Di questo fatto cercherò dare una spiegazione con le idee moderne della pressione esercitata dalla luce, spiegazione che non è in contraddizione con quella che diedi nel precedente lavoro, anzi l'una avvalora l'altra. Tale spiegazione apparirà più convincente allorchè si esaminino i valori della seguente

1) Faye. Cours d'Astronomie Nautique, pag. 137.

Tabella I.

Giorno	Stato del cielo	Ondulazione aria			Pressione			Temperatura al luogo di osservazione			Umidità relativa			Rifrazione		
		pel massim.	pel minimo	escursione	pel massim.	pel minimo	escursione	pel massim	pel minimo	escursione	pel massim.	pel minimo	escursione	massima	minima	escursione
28 Marzo	coperto	0	6	—6	755,5	755,0	+0,5	13,6	17,8	—4,2	70	60	10	0′,46	0′,14	0′,32
30 »	¼ coperto	0	0	0	754,5	751,7	+2,8	11,8	14,2	—2,4	86	72	14	1,02	0,48	0,54
1 Aprile	sereno	3	1	+2	752,5	753,0	—3,5	12,9	15,4	—2,5	78	80	— 2	1,36	0,11	1,25
2 »	sereno	4	6	—2	754,2	754,8	—0,6	17,6	17,4	+0,2	55	57	— 2	4,16	2,44	1,72
3 »	½ coperto	3	1	+2	752,2	754,6	—2,4	23,5	19,4	+4,1	42	43	— 1	4,11	2,26	1,85
4 »	coperto	2	5	—3	752,8	751,5	+1,3	18,4	19,8	—1,4	67	62	5	2,36	1,48	0,88
5 »	sereno	5	6	—1	755,5	755,5	0	16,3	16,3	0	75	74	1	0,36	0,27	0,09
6 »	quasi coper.	3	5	—2	754,2	754,5	—0,3	16,4	16,3	+0,1	70	70	0	0,66	0,27	0,39
7 »	coperto	1	1	0	748,4	748,9	--0,5	16,6	17,4	—0,8	74	73	1	0,78	0,42	0,36
8 »	coperto	1	0	+1	753,0	751,0	+2,0	14,5	13,8	+0,7	81	92	11	0,34	0,26	0,12
9 »	sereno	0	6	—6	755,0	755,0	0	12,1	15,5	—3,4	84	53	31	1,08	0,11	0,97
10 »	sereno	7	5	+2	754,5	753,0	+1,5	12,0	21,2	—9,2	70	43	37	1,38	0,44	0,94
11 »	coperto	0	0	0	753,0	753,0	0	16,4	15,9	+0,5	74	89	—15	1,86	0,41	1,45
12 »	sereno	0	4	—4	755,5	748,0	+7,5	14,2	18,0	—3,8	86	73	13	1,14	0,71	0,43
13 »	coperto	0	0	0	748	748	0	15,6	15,2	+0,6	73	82	— 9	0,66	0,41	0,15

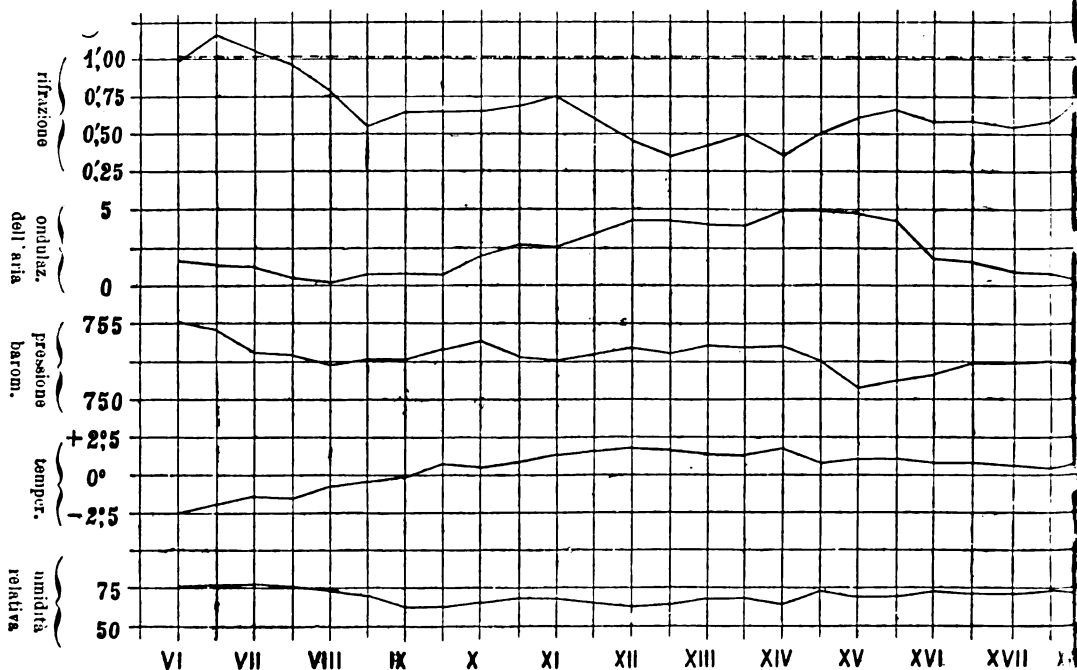
nella quale metto a confronto gli estremi valori della rifrazione di uno stesso giorno coi dati meteorici, e quelli della seguente Tabella II, nella quale riporto la media dei valori trovati nella stessa ora dei vari giorni, in cui non vi furono straordinarie variazioni, esclusi quindi i giorni 2, 3 e 4 Aprile.

TABELLA II.

Ora	Ondul. aria	Pressione		Temperatura		$\Delta (t - t_m)$	Umid. relativa	Rifrazione
		al mare	al luogo di osserv.	al mare	al luogo di osserv.			
				(t)	(tm)			
6	1,7	762,0	755,1	15,4	12,7	—2,7	77	0',98
6,30	1,4	761,6	754,7	15,5	13,5	—2,0	77	1,16
7	1,3	760,1	753,2	14,8	13,4	—1,4	78	1,05
7,30	0,6	759,9	753,0	15,4	13,9	—1,5	76	0,96
8	0,3	759,2	752,3	15,4	14,7	—0,7	74	0,79
8,30	0,8	759,6	752,7	15,1	14,8	—0,3	71	0,56
9	0,8	759,6	752,7	15,2	15,2	0	64	0,40
9,30	0,8	760,3	753,4	15,2	16,0	+0,8	64	0,41
10	2,0	760,8	753,9	15,1	15,7	+0,6	66	0,42
10,30	2,7	759,8	752,9	15,3	16.2	+0,9	70	0,45
11	2,7	759,6	752,7	15,3	16,6	+1,3	69	0,51
12	4,4	760,4	753,5	15,3	17,1	1,8	64	0,47
12,30	4,3	760,0	753,1	15,2	16,9	1,7	65	0,37
13	4,1	760,6	753,7	15,3	16,7	1,4	69	0,44
13,30	4,0	760,4	753,5	15,3	16,7	1,4	69	0,51
14	5,0	760,6	753,7	15,2	17,0	1,8	65	0,37
14,30	5,0	759,5	756,6	15,2	16,1	0,9	73	0,52
15	4,8	758,1	751,2	15,4	16,5	1,1	70	0,61
15.30	4,4	758,2	751,3	15,4	16,5	1,1	70	0,67
16	1,8	758,6	751,7	15,5	16,3	0,8	73	0,58
16,30	1,6	759,3	752,4	15,3	16,1	0,8	72	0,59
17	1,0	759,3	752,4	15,2	15,9	0,7	72	0,55
17,30	0,8	759,4	752,5	15,2	15,7	0,5	74	0,59
18	0,4	759,2	752,3	15,4	16,2	0,8	72	0,72

Dai quali valori delle due tabelle risulta che le escursioni diurne della rifrazione, cioè la differenza tra massimo e minimo, sono minori a cielo coperto che a cielo sereno, e che la rifrazione diminuisce coll' aumentare della pressione e dell' ondulazione dell' aria e col diminuire della differenza fra la temperatura del luogo di osservazione e quella dell' orizzonte

marino; aumenta col diminuire della pressione e dell' ondulazione dell' aria, coll' aumentare della sopra detta differenza di temperatura e colla umidità dell' aria.

Tali risultati, concordanti con quelli già da me ottenuti l' anno scorso, appariscono evidentemente nell' osservare le curve rappresentanti i valori della Tabella II, che riporto nel seguente grafico

Dalla prima curva media risulta inoltre che la rifrazione è massima verso le 6,30, dopo decresce rapidamente fin verso le 11,30, e da quest' ora sino verso le 14,30 si mantiene quasi costante, ed in seguito comincia ad aumentare leggermente; ed è maggiore nelle ore antimeridiane che nelle ore pomeridiane.

Ciò premesso, vediamo se la nuova proprietà della luce ci favorisce nello spiegare il fatto della minor rifrazione in Sicilia.

È noto che il Maxwell e il Bartoli avevano preveduto che la luce esercitasse una pressione meccanica. Il Crookes tentò

dimostrarlo col suo radiometro, ma i suoi calcoli si riscontrarono esagerati. Recentemente il Prof. Lebedew [1]), dell' Università di Mosca ed i Sigg. Nichols e Hull [2]) in America la confermarono con i loro studi sperimentali. È vero anche che questa pressione è appena avvertita da apparecchi sensibilissimi i quali servirono però a determinarla con sufficiente approssimazione; ma non potrebbe essa avere influenza sul delicatissimo fenomeno della rifrazione? Ammettiamo che così sia e vediamo se i fatti osservati si adattano a questa ipotesi. Là dove il cielo è puro la luce arriva evidentemente in maggior copia e quindi eserciterà una maggior pressione, la quale si comporrà con quella dovuta al peso dell' atmosfera. E, siccome con l'aumento di questa la rifrazione va diminuendo, così ne risulta che là dove sia un cielo più sereno, più puro, più azzurro la rifrazione dovrà, a parità delle altre condizioni perturbatrici, essere minore. Ciò che avviene nell' Italia meridionale tutta ed in particolare in Sicilia. Un' altra conferma di questa ipotesi sarebbe la minor rifrazione che si osserva costantemente nelle ore meridiane — appunto quando i raggi luminosi, giungendo in maggior copia sugli strati atmosferici producono sopra questi una maggior pressione — e la maggior rifrazione nelle ore prossime al sorger ed al tramonto del sole, appunto per la minor pressione esercitata dai raggi luminosi a cagione della loro maggiore obliquità. Ed ancora riceve conferma dalla minore escursione della rifrazione a cielo coperto, perchè con questo è meno sensibile la variazione dell' obliquità dei raggi luminosi, che non riescono a penetrare con tutta la loro forza negli strati atmosferici percorsi dalla visuale.

E che la pressione abbia una notevole influenza sulla diminuzione della rifrazione lo dimostra anche il fatto osservato che la ondulazione dell' aria tende col suo aumento a diminuire la rifrazione. E lo dimostra perchè gli strati atmosferici per i quali passa la visuale, aumentano sempre più la loro

1) Leipzig. Die Elektrizität n. 26, 21 Decembre 1901, p. 612. " La pressione delle onde eteree ".

2) E-F. Nichols e G. F. Hull " Nota preliminare sulla pressione delle radiazioni calorifiche o luminose ". New-York, Physical Review, n. 5, Novembre 1901, T. 14, p. 307.

densità, quando, essendo sottoposti alle due pressioni l' una dall' alto in basso (risultante della pressione atmosferica e della pressione duvuta alla luce) e l' altra dal basso in alto (ondulazione dell' aria), queste aumentino rispettivamente.

L' aumento di densità dovuto alle pressioni compenserebbe la diminuzione della medesima per effetto della temperatura, la quale col suo aumentare produce una maggiore rifrazione, come ne abbiamo una conferma nei giorni 2, 3 e 4 Aprile, in cui la rifrazione fu straordinariamente forte, tanto che le isole di Alicuri Filicuri e Salina del gruppo delle Eolie, le quali in tempi normali non si possono vedere perchè lontane da Palermo oltre cento chilometri, si vedevano distintamente e per una buona altezza.

Concludo quindi che, *se fosse possibile esprimere* con una formula la rifrazione marina, questa per i risultati avuti dall' osservazione diretta, dovrebbe essere espressa da

$$r = k \frac{t^{\alpha} u^{\beta}}{h^{\gamma} o^{\delta}}$$

dove k costante, convenientemente scelta, dovrebbe avere un valore distinto secondochè il cielo fosse sereno o fosse coperto, ed a seconda delle ore; ed α, β, γ, δ in : t (temperatura), u (umidità relativa) h (pressione barometrica) o (ondulazione aria): costanti che dovrebbero essere ricavate da una serie di lunghe osservazioni fatte in epoche e condizioni diverse. Si comprende che la detta formula dovrebbe essere convenientemente resa omogenea.

È superfluo che io dica come le idee esposte debbono prendersi con la dovuta riserva; se le ho affacciate fu solo per invogliare, se pur tanto posso sperare, qualche studioso più competente di me a discuterle con opportune e variate osservazioni, che solo può fare chi dimori in un ambiente atto alle ricerche di questa specie. Osservo inoltre come seguendo il metodo semplicissimo suggerito dal Prof. Riccò [1]) per costatare le variazioni diurne della rifrazione atmosferica ebbi dei resultati concordanti con quelli trovati dal Riccò stesso

1) L. c.

nel 1890 a Palermo, percui vien confermato anche questa volta la bontà del metodo proposto.

Utilizzando i valori trovati di x opportunamente, colla semplice formula

$$n = \frac{2\,(d - d_r)}{d}$$

posso determinare il coefficiente di rifrazione marina. Il quale è dato da

$n = 0,0452$ valore minimo medio; alle ore 12,30 e 13,30.
$n = 0,1418$ valore massimo medio; alle ore 6,30.
$n = 0,0745$ valore medio

essendo esclusi nelle medie le rifrazioni osservate nei giorni di straordinaria rifrazione (2, 3 e 4 Aprile).

$n = 0,0855$ valore minimo medio; alle ore 9.
$n = 0,1845$ valore massimo medio; alle ore 6,30.
$n = 0,1418$ valore medio

essendo compresi i giorni di straordinaria rifrazione.

$n = 0,0048$ valore minimo assoluto.
$n = 0,0085$ valore massimo assoluto.

Dal R. Osservatorio di Palermo.
Aprile 1902.

CONDUTTIVITÀ ELETTRICA ACQUISTATA DALL'ARIA PROVENIENTE DA UNA SOFFIERIA AD ACQUA,

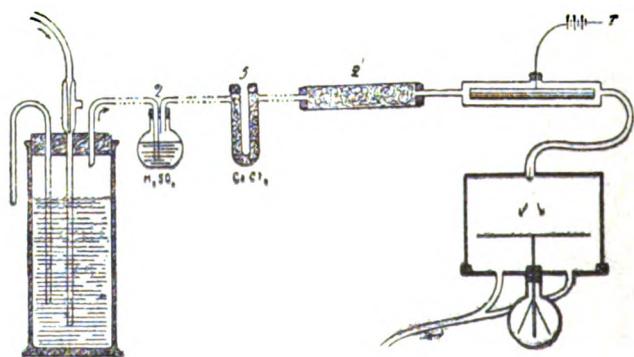
di A. POCHETTINO *ed* A. SELLA [1]).

1. In un lavoro sulla pretesa perdita di carica elettrica per evaporazione di un liquido elettrizzato (Pochettino e Sella, *Rend. d. Acc. dei Lincei*, IX, 2. p. 3, 1900) noi avevamo notato che l'aria proveniente da una soffieria ad acqua e poi accuratamente essiccata, diselettrizzata e privata di pulviscolo, mostrava una conduttività maggiore di quella posseduta dal-

1) Rend. dell' Accad. dei Lincei (5), XI, 1. sem. p. 527, 1902.

l' aria atmosferica, che veniva immessa nella soffieria. Questa conduttività veniva tolta o per lo meno fortemente diminuita, se la corrente d' aria passava in un palloncino, nel cui fondo si trovava dell' acqua in leggera ebollizione, poi attraverso un lungo tubo di vetro ripieno di pezzetti di pomice imbevuta d' acqua e quindi per un serpentino di vetro.

L' interpretazione che allora avevamo dato al fenomeno, era che fossimo in presenza di aria ionizzata dal trattamento che aveva subito nella soffieria, confermandoci in questa veduta il fatto della perdita della conduttività, se in seno all'aria si produceva un processo di condensazione di vapore acqueo, essendo ben noto che gli ioni servono da nuclei di condensazione. La cosa pareva degna di uno studio più accurato, ed il risultato delle nostre ricerche esponiamo brevemente nelle linee che seguono.

2. Noi riprendemmo le esperienze col seguente concetto: fare passare in un apparecchio di misura di dispersione aria soffiata semplicemente con un mantice o con una pera di gomma elastica, ovvero aria proveniente da una soffieria ad acqua. Si regolavano le cose in modo da avere nei due casi una corrente della medesima intensità, e così si poteva misurare nelle stesse condizioni la dispersione dell' aria atmosferica della stanza o della medesima aria stata violentemente sbattuta e fatta gorgogliar nell' acqua.

L' aria, prima di entrare nell' apparecchio a dispersione, sia nell' un caso, sia nell' altro, passava per 2 bocce ad acido

solforico, per 5 tubi ad U ripieni di cloruro di calcio, poi per due tubi pieni di ovatta leggermente compressa. Nella figura è anche segnato un condensatore cilindrico; l'aria passava nello spazio anulare fra due cilindri concentrici, isolati fra di loro, tra i quali si poteva mantenere, in alcune esperienze, una differenza di potenziale costante. L'apparecchio di misura era costituito da un piattello metallico del diametro di circa 14 cm. circondato da una scatola metallica al suolo. La scatola era costituita da una base inferiore, su cui si adagiava un cilindro rovesciato coll'orlo immerso in un anello di mercurio, in modo da aversi tenuta d'aria. Il piattello era sostenuto da un'asta metallica infissa in un tappo di dielettrina, che attraversava per andare poi a costituire l'asta di sostegno delle due foglioline d'alluminio di un solito elettrometro alla Exner. La corrente d'aria entrando nella scatola dal centro della parete superiore, investiva il piattello e poi usciva per due forellini nella base inferiore.

Le deviazioni delle foglioline venivano lette puntando, con un microscopio fornito di micrometro oculare mobile con vite e tamburo graduato, una punta di una delle foglioline; si misurava lo spostamento orizzontale di essa in un dato tempo.

Era da escludersi che l'aria proveniente dalla soffieria potesse per la sua maggiore umidità peggiorare l'isolamento della dielettrina. Prima di tutto questo isolante, quando è preparato con cura (si ottiene versando polvere di zolfo bene essiccato e caldo in paraffina pura, ad una temperatura di poco superiore al punto di fusione e mescolando sino ad ottenere una pasta che indurisce col raffreddamento e col tempo), può sopportare a lungo un'atmosfera anche molto umida, se la sua superficie è fresca; ma poi la lunga serie di tubi di essiccamento portava l'aria circa allo stesso stato igrometrico, sia che provenisse dalla pera, sia che provenisse dalla soffieria. Ce ne accertammo ponendo dopo l'apparecchio a dispersione un tubo a cloruro di calcio, che veniva pesato dopo che la corrente d'aria era passata per un tempo determinato.

3. Riferiamo ora i risultati delle esperienze.

In primo luogo si cominciò coll'esaminare se la dispersione ottenuta soffiando l'aria con la pera era la medesima

come lasciando poi l' aria in quiete. Il fatto constatato con una concordanza molto soddisfacente semplificava d' ora in poi le ricerche, potendosi ammettere che soffiando con la pera per qualche tempo sino a rinnovazione dell' aria, e poi facendo una misura di dispersione, si avesse il medesimo risultato come seguitando sempre a soffiare con la pera durante la misura.

Ciò posto le esperienze hanno dimostrato che *la dispersione dell' aria provenienti dalla soffieria è enormemente cresciuta.*

Riportiamo dalle nostre numerose serie di misure due sole esperienze, scelte a caso. I numeri riportati esprimono il numero delle divisioni micrometriche che misurano lo spostamento della fogliolina durante 30'.

Elettricità positiva.

Si soffia aria con pera per 15' e poi si misura con aria ferma 10,4
Si misura con aria proveniente dalla soffieria in azione continua 50
Si soffia con pera per 5' e poi si misura con aria ferma 13

Elettricità negativa.

Aria pera	come sopra . . .	15
Aria soffieria	» . . .	69
Aria pera	» . . .	20
Aria soffieria	» . . .	66.

Il potenziale a cui si operava era di circa 180 volt; in quella posizione un millimetro di spostamento orizzontale della punta della foglia corrispondeva ad una variazione di 15 volt; e nelle condizioni delle misure un millimetro di spostamento corrispondeva a 150 divisioni del tamburo micrometrico. Così la dispersione è salita nella prima serie, passando da aria ordinaria ad aria dalla soffieria, da 1,2 a 5 volt per 30'; e nella seconda da 1,75 a 6,75 ; ossia si ebbe per l' aria proveniente dalla soffieria una dispersione *quattro volte maggiore.*

Il medesimo risultato ottenuto con le due specie di elettricità dimostrano che l' aria era ben diselettrizzata nel passaggio per i tubi ripieni di ovatta. Questi erano necessari per

eliminare l' elettrizzazione dovuta al gorgoglìo nell' acqua (Kelvin).

4. Restava ora a ricercare se la proprietà di conduttività acquistata dall' aria era dovuta a semplice ionizzazione prodottasi nel processo del gorgoglìo nella soffleria. Veramente il fatto che l' aria manteneva questa sua proprietà dopo così lungo percorso di tubi e filtri, non era atta a confermarci in questa opinione, perchè l' aria ionizzata per cause, dirò così, esterne e temporanee, conserva per poco tempo le sue proprietà e di più gli ioni vengono facilmente arrestati da stoppaccetti di ovatta.

Il modo di decidere la questione era semplice; fatta una misura con aria proveniente dalla soffleria in azione, interrompere la corrente d' aria e ripetere la misura per la solita mezz' ora cimentando così aria proveniente dalla soffleria, ma non rinnovata durante la misura. Il risultato dell' esperienza fu che alla seconda misura, con aria ferma, la conduttività era la medesima come alla prima, o diminuiva in piccola misura; alcune volte fu notato anche un leggero aumento di conduttività (risultato non insolito in questo campo). La conduttività cresciuta è dunque persistente.

Però dobbiamo aggiungere che portando ora le armature del condensatore cilindrico ad una differenza di potenziale costante, durante il passaggio dell' aria proveniente dalla soffleria, l' aria perdeva qualche poco delle sue proprietà conduttrici.

5. L' interpretazione più semplice dei risultati, a cui siamo giunti, sarebbe l' ammettere che l' aria si carichi, nel gorgoglio entro la soffleria, di un gas, o di una emanazione capace di passare attraverso filtri di ovatta compressa. E parrebbe così che nell' acqua da noi adoperata (Marcia, della condotta della città di Roma) sia contenuta qualche sostanza attiva, essendo conosciuto che l' aria gorgogliata in soluzioni di sali, p. e. di radio, acquista proprietà radioattive. Sarebbe allora molto interessante di provare se l' aria proveniente da una soffleria, in cui l' acqua agente fosse acqua distillata e pura, non cresce in conduttività. L' esperienza non è comoda; e non si può sostituire al trattamento subito dall' aria nella soffleria

un semplice gorgoglìo, quale si produce nelle ordinarie boccie di lavaggio dei gas: un semplice gorgoglìo di questa natura non è abbastanza efficace.

Il fatto della diminuzione della conduttività, quando si produca nell'aria una condensazione di vapore acqueo, come abbiamo descritto nella ricerca citata, non è in disaccordo con questa ipotesi della emanazione; ed il fatto della diminuzione nel passaggio attraverso il condensatore carico, può spiegarsi ammettendo che queste particelle costituenti l'emanazione abbiano una leggera carica propria, proprietà, anche questa, comune ad emanazioni consimili.

SUL COMPORTAMENTO DEI COHERER A PbO^2 ED A CuS RISPETTO ALLE ONDE ACUSTICHE: DIMINUZIONE DI RESISTENZA DEI MEDESIMI SOTTO L'INFLUENZA DELLE ONDE ELETTRICHE.

Memoria del Dott. ERNESTO DRAGO [1]).

(Largo sunto dell' Autore).

1. Nel 1891 Branly [2]) trovò che alcuni coherer costruiti con diverse sostanze presentavano degli aumenti di resistenza sotto l'influenza delle onde elettriche. Fra queste sostanze è da notarsi il perossido di piombo, col quale si constata sempre un accrescimento di resistenza.

Secondo Aschkinass [3]) il CuS si comporta nell'istesso modo, ed anche G. Bose [4]) ha trovato delle altre sostanze, come il potassio, l'arsenico, l'iodio e bromuri di diversi metalli, che sotto l'azione delle onde elettriche presentano un aumento di resistenza. Bose formola una nuova teoria del coherer, la quale è attaccata in vari punti da K. E. Guthe [5]), secondo cui il nuovo fenomeno presentato dalle suddette sostanze deve essere dipendente da cause secondarie.

1) Atti Acc. Gioenia di Catania. Serie 4., Vol 15.
2) Rapports présentés au Congrès international de physique. Paris 1900, Tomo 2., pag. 339.
3) Wied. Ann. Band. 66, 1898, p. 284.
4) Rapports présentés au Congrès ecc. Tomo 3., pag. 564.
5) Wied. Ann. Band. 4., 1901, pag. 762.

Per Sundorph [1]) l'aumento di resistenza del PbO^2 è dovuto alla trasformazione del PbO^2 nel PbO cattivo conduttore ed in prova di ciò egli riferisce un'esperienza.

Dai risultati di queste ultime esperienze si potrebbe dedurre che la causa dell'aumento di resistenza del PbO^2, sotto l'influenza delle onde elettriche, fosse del tutto secondaria, e quindi in determinate condizioni il PbO^2 dovrebbe manifestare una diminuzione di resistenza. La questione è ancora rimasta insoluta, ed il fatto che il PbO^2 e molte altre sostanze presentano degli aumenti di resistenza, quando vengono esposte alle onde elettriche, costituisce una grave obbiezione alla teoria meccanica del coherer. Allo scopo di portare un contributo alle cognizioni attuali su questo argomento ho voluto vedere se le sostanze che manifestano un aumento di resistenza rispetto alle onde elettriche, si comportano egualmente rispetto alle onde acustiche.

Mi son perciò servito di una disposizione sperimentale simile a quella descritta in un mio precedente lavoro [2]).

Ho inserito cioè il coherer nel circuito di quattro elementi Raoult e di un galvanometro Magnus a forte resistenza, e l'ho collocato su di una cassa di risuonanza insensibile a qualsiasi urto involontario. Così esperimentando ho trovato che, sotto l'influenza dei suoni resi dalle canne d'organo i coherer a PbO^2 ed a CuS diminuivano di resistenza, comportandosi quindi come i coherer a polveri o aggregati metallici, ma mostrandosi però meno sensibili.

Passando allo studio delle polveri suddette di PbO^2 e CuS sopra una lastra di Chladni, in cui gli elettrodi di stagnola erano incollati con vernice isolante, ho trovato in generale delle diminuzioni di resistenza quando si producevano i suoni. Ho fatto però due serie di esperienze: nella prima le misure di resistenza venivano fatte col ponte di Wheatstone, nella seconda intercalando spesso nel circuito un reostato. Nella serie col ponte di Wheatstone si facevano poi anche delle misure contemporaneamente, sia adoperando i quattro elementi Raoult

1) Wied. Ann. Band. 69, 1899, pag. 319.
2) E. Drago. Ricerche relative all'azione delle onde acustiche sui coherer. Atti Acc. Gioenia di Catania. Vol. 13, Serie 4.

in serie, sia mettendo una derivazione di 5 ohm fra i morsetti della pila. Un commutatore serviva a disporre i rocchetti del galvanometro in serie o in opposizione facendone così variare la sensibilità secondo il bisogno.

Dai valori ottenuti nelle mie misure si può vedere che vengono conservati non solo i risultati trovati da Auerbach [1]), nelle ricerche sui coherer a sferette metalliche e su quelli a viti di ferro, ma anche tutti quelli trovati da me [2]) con la polvere di carbone.

Possiamo quindi concludere che *il* PbO^2 *ed il* CuS *diminuiscono di resistenza sotto l' influenza delle onde acustiche, e posti su di una lastra di Chladni manifestano gli stessi fenomeni presentati dalla polvere di carbone.*

2. Esaminando le misure eseguite col ponte di Wheatstone si poteva osservare che la resistenza del coherer dipendeva dall' intensità della corrente di misura. Quando si adoperavano quattro Raoult in serie si avevano per le stesse resistenze del coherer valori molto più piccoli di quelli che si ottenevano adoperando la corrente delle Raoult con una derivazione. La resistenza misurata diminuiva dunque con l' aumentare dell' intensità di corrente. La stessa dipendenza della resistenza dall' intensità della corrente di misura fu da me trovata adoperando sulla lastra di Chladni polvere di carbone ed eseguendo le misure con coherer ordinari a PbO^2 a CuS ed a C.

Io non ho avuto tempo per ora di istituire delle misure sopra coherer contenenti limatnre metalliche ed altre sostanze per vedere se i fatti che ho trovato costituiscono un fenomeno generale o riserbato soltanto ad alcune sostanze; piuttosto ho cercato di darmene spiegazione eseguendo qualche esperienza.

Il fatto che la resistenza di tali polveri dipende dall' intensità di corrente mi ha condotto subito a pensare che qui si ha da fare con resistenze elettrolitiche. Quale potrebbe essere la causa del comportamento elettrolitico? Ho pensato alla piccola quantità di umidità che può depositarsi sul vetro della lastra di Chladni, sul tubo del coherer e può essere assorbita dalle polveri.

1) Wied. Ann. Band. 64, 1898, p. 611.
2) E. Drago. L. c.

Per vedere se in realtà si aveva da fare con resistenze elettrolitiche, io mettevo sulla lastra di Chladni alquanta polvere di PbO^2, o di CuS, o di C, caricavo poi il coherer così formato per parecchio tempo come un accumulatore, osservando dopo la corrente di polarizzazione al galvanometro. Così ho eseguito delle esperienze dalle quali risultava chiaro il comportamento elettrolitico del PbO^2, mentre facendo delle esperienze analoghe con CuS e C si avevano risultati incerti.

Come ho già detto, avendo dovuto interrompere questi lavori, non mi è stato possibile studiare coherer formati da limature metalliche ed altre sostanze, ma è mia intenzione di insistere in queste ricerche appena mi sarà possibile, per vedere più da vicino se i su esposti fenomeni possono dar pienamente ragione della vera azione del coherer.

3. Col nome « *negative cohärerwirkung* » si denota l'aumento di resistenza, frequentemente osservato, che si presenta talvolta invece dell'ordinaria diminuzione esponendo un coherer all'azione delle onde elettriche. K. E. Guthe [1], adoperando coherer ad un solo contatto stabilito fra due calotte di varî metalli, ha trovato in particolare la «*negative cohärerwirkung*» con metalli, teneri. Essa appariva se le calotte erano state pulite poco prima con carta smerigliata, però spariva quando erano state strofinate con pelle di gatto. Anche I. Boulanger [2]) e G. Ferrié hanno trovato per il contatto rame-zinco, quando questi due metalli erano leggermente ossidati, che mentre la corrente era inferiore a 0,001 ampère allo stato iniziale si poteva avere l'azione positiva, mentre regolato il contatto in modo che la corrente raggiungesse 6 o 7 milliampere si aveva la « negative cohärerwirkung ».

Tutti questi fatti tendono a far credere che la « *negative cohärerwirkung* » non sia esclusiva di alcune sostanze, e per ciò io ho argomentato che in certe condizioni anche PbO^2 e CuS debbano manifestare l'azione positiva.

Ho quindi messo sulla lastra di Chladni, inserita nel solito circuito di un galvanometro Magnus a forte resistenza quasi

1) L. c.

2) La télégraphie sans fils et les ondes électriques. Berger-Levrault et Cie éditeur. Paris 1902, pag. 109.

completamente astatizzato, e di quattro elementi Raoult, del CuS ed ho ottenuto una deviazione iniziale di 35^{ds} chiudendo il circuito. Con le onde elettriche prodotte da una macchina Wimshurst la deviazione è uscita fuori dal campo del cannocchiale permanentemente. Mettendo sulla stessa lastra invece del PbO^2, si è prima avuta una deviazione di 60^{ds} che, sotto l'influenza delle onde elettriche, è andata sino a 140^{ds} permanentemente.

In altri casi ottenevo che la deviazione uscisse fuori del campo del cannocchiale sotto l'influenza elettrica.

Facendo delle esperienze coi coherer ordinari, ho trovato che per CuS la deviazione aumentava da 0 a 50^{ds} sotto l'influenza elettrica e poi andava fuori del campo del cannocchiale.

In tutte queste osservazioni sembrava chiaro che le scintille della macchina senza condensatori facessero diminuire la resistenza del coherer, mentre le scintille coi condensatori la facevano aumentare.

Coi coherer ordinari a PbO^2 io non ho potuto trovare la diminuzione di resistenza, almeno nei limiti delle mie ricerche.

Questi fatti da me trovati dimostrano, insieme a quelli conosciuti, come in quasi tutte le sostanze si può avere tanto l'azione positiva, quanto l'azione negativa. Le cause però che influiscono sull'azione del coherer pare che siano moltissime, ma il fatto che anche PbO^2 e CuS possono in taluni casi presentare delle diminuzioni di resistenza sotto l'azione delle onde elettriche, come risulta da queste mie esperienze, tende a distruggere l'obbiezione grave che viene mossa alla teoria meccanica del coherer.

Dall'insieme delle mie ricerche si possono trarre le seguenti conclusioni:

1. *I coherer a* PbO^2 *ed a* CuS *in generale diminuiscono di resistenza sotto l'influenza delle onde acustiche, comportandosi così come quelli formati da tutte le altre sostanze.*

2. *Almeno per i coherer formati da* PbO^2, CuS *e* C *la resistenza diminuisce con l'aumentare dell'intensità della corrente di misura.*

3. *Caricando tali coherer come accumulatori si ottiene alla scarica una corrente di polarizzazione. Questi risultati sono evidenti nel* PbO^2 *incerti nel* CuS *e* C.

4. *Anche i coherer a* PbO^2 *ed a* CuS *manifestano in certi casi delle diminuzioni di resistenza sotto l' influenza delle onde elettriche.*

Dal Laboratorio di Fisica
della R. Università di Catania.

RIVISTA

Comptes Rendus. T. CXXXIV,
Gennaio (seguito), 1902.

DUCRETET E. *Telefonia senza fili, per mezzo della terra* (pp. 92-93). — Nel sistema ideato dall'A. il *trasmettitore è costituito* da una batteria di alcuni elementi di pile o di accumulatori, collegati direttamente a un microfono e a due prese di terra, di una certa superficie, infossate a $1^m,50$ dalla superficie del suolo e lontane alcuni metri fra loro.

Per il ricevitore l'A. utilizza un pozzo di una cava, della profondità di 18 m., comunicante colle gallerie: l'orifizio del pozzo termina esternamente con un tubo di ferro fuso di 9 cm. di diametro e di 4 m. di lunghezza. Un conduttore isolato, calato nel pozzo verticale, porta una sfera metallica di 8 cm. di diametro a contatto del suolo delle gallerie. All' uscita del pozzo, questo conduttore è fissato a uno dei serrafili di un telefono ordinario, mentre l' altro serrafilo è portato a contatto del tubo di ferro fuso, alla superficie del suolo.

Le esperienze eseguite con tale sistema sono state soddisfacentissime, e mentre da una parte hanno dimostrato che gli strati geologici non intervengono, come nelle esperienze di Bourbouze, con correnti telluriche, dall' altra parte la parola è stata riprodotta nel telefono, con una chiarezza notevole, senza l' intervento di que' colpi parassiti così nocivi nella telefonia per conduttori.

L'A. dopo avere osservato che se si solleva la sfera, riposante semplicemente sul suolo delle gallerie, cessa il funzionamento del telefono, mentre comincia di nuovo quando il contatto della sfera col suolo è ristabilito, si propone di continuare le

esperienze per distanze maggiori e in condizioni diverse di installazione delle prese di terra.

STASSANO H. *Influenza delle basse pressioni barometriche sulla presenza delle aurore polari* (pp. 93-95). — Dopo avere dimostrato, in seguito a numerose osservazioni, che le basse pressioni influiscono sulla produzione delle aurore, sulla loro orientazione e su altri problemi ad esse relativi, l'A. osserva che, perchè si possa constatare una relazione così costante tra i differenti periodi e le differenti fasi delle aurore e la variazione della pressione barometrica mensile e diurna, occorre che esse abbiano veramente la loro origine negli strati relativamente inferiori dell'atmosfera.

WEISS G. *Sull'aberrazione di sfericità dell'occhio* (pp. 98-100). — L'A. riferisce una serie di fenomeni che, si spiegano ammettendo che l'occhio abbia la stessa aberrazione di sfericità delle lenti generalmente in uso.

BELLOC G. *Sulla termoelettricità degli acciai e dei ferro-nikel* (pp. 105-106). — In questi studi l'A. ha tenuto il dispositivo sperimentale già descritto nella sua precedente Nota [1]), consistente nel determinare le curve in (E, t) e $\left(\frac{dE}{dt}, t\right)$, di 20° in 20°, di coppie acciaio-platino, operando in un forno elettrico che dava temperature crescenti o decrescenti, con una velocità tanto debole quanto si voleva.

Operando su campioni titolati andanti dal ferro dolce fino all'acciaio racchiudente 1,25 per 100 di carbone, l'A. ha trovato che le curve in (E, t) mostravano una progressione continua di E con t, e che il tenore in carbone e in manganese abbassava il valore di E.

Costruendo le curve in $\left(\frac{dE}{dt}, t\right)$ ha osservato che esse presentano un minimo verso 380°, un massimo in relazione colla posizione del punto a_3 e un secondo minimo distante di circa 120° dal massimo. Tutte queste curve infine, che a partire da 680° si erano nettamente separate le une dalle altre, sono vicine a partire da 1000°. Il ferro quindi, da 650° a 1000°, si trova in uno stato tale, che una proporzione più o meno grande di carbone basta per spostare in avanti la sua curva rappresentativa del potere termo-elettrico e caratterizzare così il suo tenore in carbone.

Operando su acciai a nickel, i cui tenori in nickel variavano dal 5 al 35,5 per 100, l'A. non ha ottenuto una variazione progressiva delle curve in relazione colla composizione chimica, ma dai suoi studi è risultato che:

1) C. R. 30 Luglio 1900.

1° La forma generale delle curve in (E, t) delle coppie ferro-nickel, platino è parabolica.

2° Vi è eccezione per l'acciaio a 5 per 100 di nickel;

3° Gli acciai al 5 e al 28 per 100 hanno presentato, a partire da 400° e 500°, variazioni brusche, rivelatrici di una trasformazione molecolare;

4° L'acciaio al 28 per 100 si distingue per la sua grande f. e. m. e per la temperatura del suo punto neutro;

5° Deboli variazioni di tenore in nickel bastano per portare grandi variazioni nella temperatura del punto neutro e nella sua f. e. m.

LIÈNARD. *Sull' applicazione delle equazioni di Lagrange ai fenomeni elettrodinamici ed elettromagnetici* (pp. 163-165). — Esaminando il caso della ruota di Barlow, Carvallo è arrivato alla conclusione che le equazioni di Lagrange non sono sempre applicabili ai fenomeni elettrodinamici, specialmente nel caso di conduttori a due o tre dimensioni.

L'A. invece si propone di dimostrare che quella restrizione non è fondata, e che un ragionamento rigoroso applicato al calcolo delle equazioni di Lagrange conduce bene alle equazioni esatte del movimento della ruota di Barlow.

L'A. infine rileva che, pur essendosi in questa Nota limitato al caso studiato da Carvallo, ha verificato in modo assolutamente generale che la teoria di Maxwell è applicabile al caso dei conduttori a tre dimensioni, anche se vi sono nel campo calamite permanenti e corpi magnetici perfettamente dolci, a permeabilità costante o no.

CARVALLO E. *Elettrodinamica di corpi in movimento* (pp. 165-168). — In questa Nota l'A. ha esteso ai corpi in movimento le due leggi fondamentali della elettrodinamica stabilite per i corpi in riposo nella sua Nota precedente. La prima legge è il legame di incompressibilità, la seconda è la manifestazione dei lavori virtuali sotto la forma particolare che conviene alla elettricità.

Ha dato inoltre le equazioni generali della elettrodinamica pei corpi in movimento, che sono le equazioni dei lavori virtuali.

Ha mostrato infine che l'equazione dell'energia si deduce come in meccanica.

GUYE A. e MALLET E. *Costanti critiche e complessità molecolare di alcuni composti organici* (pp. 168-171). — Dallo studio eseguito sull'anisol, fenetol, m. cresol, anilina, dimetilamilina, dimetil-ortolundina gli A. concludono che:

1° I composti aromatici ossigenati e azotati studiati non sono polarizzati allo stato critico, almeno in modo apprezzabile.

2° Questi composti non sono polimerizzati in modo apprezzabile tra il punto di ebullizione e il punto critico.

Dall' esame quindi dei risultati ottenuti per l' ocetonitrile, propionitrile, butironitrile, capronitrile, benzonitrile, gli A. deducono che:

1° Allo stato critico, tutti i nitrili alifatici sono nettamente polimerizzati;

2° I loro coefficienti di polimerizzazione sono i più elevati fra quelli osservati finora;

3° La polimerizzazione decresce a partire dal primo termine, pur essendo ancora apprezzabile colla capronitrile;

4° La benzonitrile stessa può essere ancora parzialmente polimerizzata allo stato critico;

5° Fra il punto di ebullizione e il punto critico, i nitrili studiati restano polimerizzati nelle due fasi.

Becquerel H. ***Su alcune proprietà del raggiamento dei corpi radioattivi*** (pp. 208-211). — Nuove ricerche sul raggiamento dell' uranio hanno fatto constatare all'A. che esso si differenzia da quello del radio, oltre che per l' enorme differenza tra le intensità, per l' assenza che si riscontra nel primo di una parte non deviabile.

Circa poi l' azione del raggiamento del radio sul fosforo, l' esperienze eseguite a tale scopo hanno dimostrato che la parte deviabile del raggiamento del radio, identica ai raggi catodici, trasforma il fosforo bianco in fosforo rosso. L'A. pensa che probabilmente anche la parte non deviabile sarebbe egualmente molto attiva per effettuare tale trasformazione: ma nulla può affermare in proposito, avendo dovuto nelle sue esperienze chiudere il radio in un tubo di vetro, che arrestava quella parte di raggiamento, per proteggerlo contro un' accensione accidentale del fosforo.

Benoist L. ***Determinazione sperimentale delle diverse specie di raggi X per mezzo del radiocromometro*** (pp. 225-227). — Dopo avere ricordato l' esistenza di diverse qualità di raggi X, che si distinguono fra loro per la diversa attitudine che presentano di attraversare corpi diversi, l'A. descrive un' apparecchio, da lui definito radiocromometro, destinato a servire nella ricerca della qualità di raggi opportuna in determinati casi. Per questo l'A. utilizza le variazioni disuguali di trasparenza di due corpi diversi, allorchè la qualità dei raggi X cambia, per definire una serie di qualità di raggi per mezzo di una serie di trasparenze relative di uno di questi corpi rapporto all' altro, p. es. dell' alluminio rapporto all' argento.

Il radiocromometro è formato da un disco di alluminio diviso in dodici settori, i cui spessori vanno crescendo da 1^{mm} a 12^{mm}. Il centro del disco è forato ed è costituito da un disco di argento di $0^{mm},11$ di spessore.

L'apparecchio si piazza sia al disopra della lastra radiografica, sia contro lo schermo fluorescente utilizzato in radioscopia. Sull'imagine ottenuta nell'uno e nell'altro caso, vi è uguaglianza di ombra fra il disco centrale di argento e uno dei settori di alluminio. Lo spessore del settore costituisce il grado radiocromometrico di raggi X impiegati, e li definisce completamente.

P. Baccei.

Journal de Physique. Giugno 1902.

Armagnat H. *Applicazione degli oscillografi al metodo della risonanza* (pp. 345-364). — Una corrente periodica si può sempre rappresentare con una serie di Fourier:

$$y = a_0 + A_1 \operatorname{sen} \omega t + A_2 \operatorname{sen} 2 \omega t + \dots + A_n \operatorname{sen} n \omega t + \\ + B_1 \cos \omega t + B_2 \cos 2 \omega t + \dots + B_n \cos n \omega t$$

o anche, ponendo:

$$a_n = \sqrt{A^2_n + B^2_n} \qquad \operatorname{tang} \varphi_n = \frac{B_n}{A_n},$$

$$y = a_0 + a_1 \operatorname{sen} (\omega t + \varphi) + a_2 \operatorname{sen} (2\omega t + \varphi_2) + \dots + a_n \operatorname{sen}(n\omega t + \varphi_n).$$

La corrente periodica è insomma rappresentata dalla somma di una serie di sinusoidi, variabili in numero e in grandezza, che sono delle *armoniche* della funzione principale $a_1 \operatorname{sen} (\omega t + \varphi)$.

Nel caso delle correnti alternative si prende come funzione principale quella che corrisponde al periodo della corrente studiata. Se T è la durata di questo periodo, la frequenza è $\frac{1}{T}$ e $\omega = \frac{2\pi}{T}$.

Nelle correnti alternative simmetriche il termine a_0 sparisce, rimanendo solo i termini contenenti il seno e il coseno.

Per ottenere l'equazione completa della curva bisogna conoscere i coefficienti $a_1\ a_2 \dots a_n$ che sono la semi ampiezza delle sinusoidi componenti, l'ordine n e la fase φ_n di ciascuna armonica. Nel caso della prima forma dell'equazione è sufficiente conoscere i coefficienti A_n e B_n di ciascuna armonica, la fase essendo data dal loro rapporto.

La determinazione dell'equazione si può fare in due modi differenti: avendo, per mezzo di strumenti automatici (ondografo,

oscillografo o reografo), ottenuto la curva della corrente in funzione del tempo, si possono, coi metodi grafici ordinari, determinare le costanti suddette. Disgraziatamente le curve così ottenute non permettono, mancando di finezza sufficiente, tale determinazione a meno che le armoniche cercate sieno relativamente importanti e di ordine poco elevato.

Essendo insufficiente l'analisi grafica, bisogna impiegare metodi che dieno direttamente n, a_n, φ_n; metodi analitici propriamente detti.

Quello di Healing e Le Tall non dà la fase, quello di Lamb e Smith e di Blondel, che sarebbe completo, non è stato applicato che limitatamente da Lamb e Smith, senza preoccuparsi della fase. Le esperienze sono meno difficili, e meno incerto il calcolo dei resultati col metodo della risonanza di Pupin; nel quale, rimpiazzando l'elettrometro con un oscillografo o un reografo, si semplifica immediatamente l'osservazione.

L'A. discute i dispositivi variabili nei diversi casi e i resultati corrispondenti, per la misura di differenze di potenziale assai basse, per voltaggi elevati, per la misura delle intensità.

Leduc e Sacerdote. *Sopra la coesione dei liquidi* (pp. 364-381). — Il semplice fatto che una corda, una sbarra di metallo o di vetro fissate all'estremità superiore non si rompono malgrado il peso, mostra che esistono, tra le consecutive sezioni del solido, delle forze di coesione il cui valore per unità di superficie è superiore a $\frac{p}{s}$, chiamando p il peso ed s la sezione della sbarra. Se parimente si giunge a realizzare una colonna liquida continua fissata per la sua estremità superiore, si può affermare che tal liquido è dotato di coesione e che tale coesione è superiore a $\frac{p}{s}$ dove p ed s hanno i valori di prima. È inoltre evidente che facendo crescere la lunghezza, il peso avrà il sopravvento sulla coesione ed avverrà la rottura.

In teoria questa rottura dovrebbe avvenire alla parte superiore dove è più forte la trazione; realmente si produce in una regione qualunque, là dove esiste un punto debole: sfaldatura pel metallo, difetto di fabbricazione per la corda, bolle d'aria anche invisibili per il liquido.

Delle vibrazioni più o meno energiche potranno del resto provocare questa rottura molto prima che sia raggiunto il limite di coesione.

Sospendendo al piatto di una bilancia un disco di vetro e portandolo, dopo averlo equilibrato, in contatto con una superficie

di acqua, vi aderisce: se poi sopra l'altro piatto si aggiungono dei pesi il disco solleva una piccola colonna di acqua la quale infine coll'aggiungere ulteriori pesi si rompe lasciando un sottile strato liquido aderente al disco.

L'interpretazione classica di questa esperienza dovuta al Taylor e ripetuta da Gay-Lussac, Simon di Metz etc., è la seguente: quando la superficie dell'acqua viene in contatto col disco, lo strato superficiale vi aderisce; il disco sollevandosi trascorso il primo strato ed i seguenti in virtù della coesione che li unisce al primo. La rottura ha luogo quando il peso P prevale sulla coesione: e designando con C la forza di coesione per unità di superficie si avrà $C \leq \frac{P}{S}$; dove S rappresenta l'area della sezione di rottura, o, sensibilmente, la superficie del disco. Con un disco di cm. 11,8 di diametro, Gay-Lussac vide prodursi la rottura per $P = 59^{gr},4$ donde si deduce $C \leq$ gr. 0,5. Si era così condotti a concludere che: *la coesione dell'acqua è dell'ordine di grandezza di gr. 0,5 per centimetro quadrato, cioè equivalente a circa 5 millimetri d'acqua.*

Gli A. mostrano che il ragionamento precedente è inesatto: *la coesione del liquido non interviene per niente in questa esperienza che riuscirebbe bene lo stesso con un liquido privo del tutto di coesione.*

Immaginiamo che la parete di una piccola pompa aspirante sia molto flessibile; per esempio di sottile caoutchouc. La base del corpo di tromba e lo stantuffo essendo dapprima applicata a una superficie di acqua, solleviamo lo stantuffo: il liquido lo seguirà, spinto dalla pressione atmosferica, mentre la parete si curverà in causa dell'eccesso della pressione esterna sulla pressione interna.

Nell'esperienza di Gay-Lussac, la parete flessibile è rappresentata dalla membrana elastica a cui viene paragonata la superficie di un liquido ed è ancora la pressione atmosferica che fa montare il liquido in questa specie di corpo di pompa.

I pesi P, messi nel secondo piatto della bilancia rappresentano semplicemente la differenza delle pressioni idrostatiche sulle due faccie del disco, aumentate della tensione superficiale, se l'angolo di raccordamento non è nullo. Per confermare questo modo di vedere, gli A. hanno ripetuto l'esperienza di Gay-Lussac con tutte le precauzioni necessarie e hanno dato la teoria di questa esperienza.

Poichè essa non dà nessun indizio riguardo alla coesione dei liquidi, esiste o non esiste la coesione e in caso affermativo quale ne è l'ordine di grandezza?

Nella seconda parte di questa memoria gli **A.** risolvono tale questione cercando di realizzare una colonna liquida sostenuta per la parte superiore coll' ascensione capillare nel vuoto e coll' impiego di barometri troncati.

Il resultato ottenuto dalle esperienze è che la coesione dell' acqua lungi dall' essere approssimativamente misurata da una colonna di acqua di circa 5 mm. di altezza, ha un valore molte migliaia di volte più grande.

HOULLEVIGUE. ***Modello comodo di elettrometro capillare*** (pp. 382-383).

BOLEY P. ***Nuovo elettrometro*** (pp. 384-386). — Questo elettrometro può funzionare come l' elettrometro capillare ordinario ma con i vantaggi seguenti: facilità di costruzione, sicurezza di funzionamento, semplicità maggiore e costante. Di più, la legge di proporzionalità delle depressioni alle f. e. m. permette di misurare rapidamente le differenze di potenziale col metodo di Poggendorff: si può arrestare la compensazione quando è ottenuta a meno di $^1/_{100}$ di volt, e la depressione osservata indica la differenza residua.

RAVEAU C. ***Sopra l' osservazione della rifrazione conica interna od esterna*** (pp. 387-390). M. ALLEGRETTI.

Zeitschrift für Physikalische Chemie.

Vol. 36, fasc. 6 e Vol. 37 fasc. 1 e 2.

EULER H. ***Per la teoria delle reazioni catalitiche*** (pp. 641-663). — Secondo l'A. tutti i fenomeni catalitici dipendono da una unica causa comune, vale a dire da un aumento di quella determinata specie di molecole per le quali la reazione si effettua, il che equivale a dire da un aumento di ioni. Questa ipotesi, aumento di ioni nelle reazioni catalitiche, si spiega pure accordandosi con la legge delle masse, colla teoria della dissociazione, con i fenomeni di cinetica chimica, e specialmente con l' influenza del solvente e della temperatura.

PALMAER W. ***Sui fenomeni elettrocapillari*** (pp. 664-679). — Fra le teorie di Helmoltz, Warburg e Nernst per spiegare i fenomeni elettrocapillari l'A. si attiene preferibilmente a quest'ultima quantunque essa pure non spieghi completamente detti fenomeni.

Le condizioni di equilibrio fra una amalgama e gli elettroliti sono dati dalla nota formula

$$0{,}0288 \log \frac{P_1}{p_1} = \frac{0{,}0576}{n_2} \log. \frac{P_2}{p_2}$$

dove $P_1 p_1$ e $P_2 p_2$ sono le tensioni elettrolitiche di soluzione e

le pressioni osmotiche, risp. del mercurio e del metallo costituente l'amalgama, n_2 è la valenza del metallo. La tensione di soluzione dello zinco e della sua amalgama è assai forte, cosicchè anche in soluzioni concentratissime di sali di zinco esso si carica negativamente: questo è soltanto possibile, qualora p_1 sia diventato assai piccolo, in modo che gli ioni di Hg precipitati da quelli dello Zn, caricano negativamente il Hg. La curva che segna la tensione elettrocapillare si abbassa, e perchè lo zinco unito al Hg raggiunga un massimo della tensione superficiale deve polarizzarsi all'anodo.

BAKKER G. *Per la teoria della capillarità.* III (pp. 681-692).

DRUCKER K. *Velocità e catalisi in sistemi omogenei* (pp. 693-709). — La formula del Noyes-Whitney che riguarda la velocità di soluzione come una funzione della diffusione, per quanto sia stata dagli A. trovata giusta per le sostanze da essi impiegate pur in molti casi non corrisponde; dovendosi pure tener conto del volume del solvente. Per la soluzione del triossido di arsenico nello acido solforico diluito la formula di Noyes-Whitney non si presta, e la velocità di soluzione rimane indipendente (per costante quantità di catalizzatore) affatto dalla concentrazione dell' As_2O_3 già scioltosi, e ciò fino alla saturazione.

L'azione catalizzatrice dell'anione degli acidi HCl; e H_2SO_4 per il triossido di arsenico è affatto secondario. La velocità è prossimamente proporzionale alla radice quadrata della concentrazione degli ioni catalizzatori $H^{\cdot}$ e $OH^{'}$.

SCHREINEMAKERS F. A. H. *Tensione di vapore di mescolanze ternarie.* IV. — *Mescolanze eterogenee* - Parte teorica (pp. 710-740).

ALEXEJEFF W. *Sul significato simbolico della teoria degli invarianti nella chimica* (pp. 741-743). — Risposta alle osservazioni del Sig. Prof. E. Study.

L'A. rispondendo alle osservazioni fatte dal Prof. Study (*Beibl.* 25, 87, 1891) non disconosce la identità dei concetti della teoria degli invarianti con quelli della teoria atomica. Solo fa rilevare che la teoria degli invarianti partendo da principi matematici precisi, indipendenti, abbraccia un campo più generale e fa prevedere teoricamente l'esistenza di combinazioni, alle quali fino ad ora nella chimica si è giunto seguendo solamente l'esperienza. E con opportuni esempi dimostra ancora l'importanza della teoria, senza voler pretendere per questo di eliminare dalla chimica le formule attuali.

BREDIG G. e IKEDA K. *Sopra i fermenti inorganici.* II - *Annullamento della catalisi platinica per effetto dei veleni* (pp. 1-68). — Sulla catalisi dell'acqua ossigenata agiscono in modo analogo e i fermenti organici, e le soluzioni colloidali di platino, come

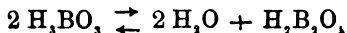
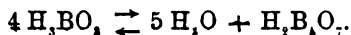
egualmente una azione ritardatrice e annullatrice esercitano i veleni. Lo scopo del lavoro è appunto di dimostrare l'analogia fra le soluzioni colloidali e le enzime, analogia che se non è completa è assai confortante. Il metodo sperimentale è semplice: ad una quantità nota di soluzione titolata di H_2O_2, (0,3 — 0,5 mol. di H_2O_2 per litro) gli A. aggiungono quantità nota di soluzione platinica, e osservano la velocità di trasformazione dell' H_2O_2 in presenza e senza la presenza dal veleno. I veleni rispetto al platino sono distinti dagli A. in cinque classi: veleni assai forti come: acido cianidrico, iodocianogeno, cloruro mercurico ecc. Veleni meno forti come: anilina, idrossilamina, acido arsenioso ecc. Veleni deboli come: acido fosforoso, nitrito sodico, pirogallato ecc. Veleni acceleratori come: acido formico, idrazina, acido nitrico diluito; e finalmente sostanze indifferenti come: clorato potassico in soluzione diluita, alcool etilico, amilico, etere, glicerina, olio di trementina, cloroformio.

COHEN E. *Studi sull' inversione* (pp. 69-83). — Siccome il Rayman e Sùlc (*Zeitsch. f. phys. Chem.* 21, 481, 1896) trovarono che si determina una inversione dello zucchero di canna anche in sola soluzione acquosa fatta con acqua purissima (conduttività $0,7 \times 10^{-6}$ a 25°) quando si elevi la temperatura sugli 80°; l'A. fa la supposizione che tanto lo zucchero di canna come i prodotti di inversione *d* glucosio e *d* fruttosio abbiano un comportamento acido, e lo scopo del lavoro è appunto di corroborare questa ipotesi. A tale uopo l'A. determina la costante di velocità di reazione dell' acetato di metile in soluzione acquosa, in presenza di zucchero di canna, di zucchero invertito, di *d.* glucosio, *d.* fruttosio, e mannite. Dai risultati si rileva in fatti che l' aggiunta di zucchero di canna induce un notevole ritardo nella velocità di saponificazione, ma più notevole è quello indotto dallo zucchero invertito; il *d.* glucosio agisce più fortemente del *d.* fruttosio; mentre la mannite ha una piccola influenza.

SKIRROW F. W. *Sulla volatilità dell' acido borico nel vapor d' acqua* (pp. 84-90). La volatilità dell' acido borico è forte; l'anidride B_2O_3 anche a temperature elevate ha una tensione di vapore trascurabile. Dalle esperienze dell'A. si rileva che fra la concentrazione dell' acido borico in soluzione e nel vapor d'acqua vi è una proporzionalità dipendente forse da un equilibrio che si può esprimere

$$2\,H_3BO_3 \rightleftarrows 2\,H_2O + H_2B_2O_4$$

oppure

$$4\,H_3BO_3 \rightleftarrows 5\,H_2O + H_2B_4O_7.$$

DUHEM P. *Le trasformazioni continue e la termodinamica* - VIII (pp. 90-100).

TRAVERS MORRIS W. *Sulla liquefazione dell' idrogeno* (pp. 100-114). — È descritto un apparato per mezzo del quale l'A. ottiene in discreta quantità dell' idrogeno liquido. L' idrogeno è compresso a 200 atmosfere, raffreddato prima da una mescolanza frigorifera di CO_2 solida e alcool (circa — 80°) poi entra in un serpentino tenuto freddo a circa — 200° di aria liquida bollente nel vuoto. Finalmente passa entro un recipiente in cui è fatto il vuoto e dove si condensa, evaporando in parte. La parte che evapora viene ricondotta al compressore. L' apparato senza compressore, motore e l' apparecchio Hampson per liquefare l' aria costa circa 4000 Marchi.

Il Ramsay previene che l' apparato fu costruito per rendere possibile la separazione del neon dall' elio.

SCHREINEMAKERS F. A. H. *Tensione di vapore di mescolanze triple.* Parte teorica - IV (pp. 129-156).

GROS O. *Sensibilità per la luce della fluorescina dei suoi derivati e delle sue leucobasi* (pp. 157-192). — Per sensibilità alla luce intende l'A. il cambiamento di colore (di solito imbianchimento) che subiscono molte sostanze esposte alla luce. L'A. si propone di vedere se questa trasformazione dipenda da una ossidazione o da una riduzione; il grado di sensibilità delle diverse sostanze, e l' azione di alcuni catalizzatori.

Il lavoro è così dallo stesso A. riepilogato. 1. Le leucobasi del trifenilmetano sono assai sensibili alla luce. 2. L'introduzione di un nitrogruppo in una leucobase sulla fluorescina aumenta la velocità con cui la leucobase si trasforma per ossidazione allo scuro nella sostanza colorante. 3. L' imbianchimento della sostanza colorante del trifenilmetano dipende da una ossidazione. 4. È molto probabile che le reazioni che avvengono alla luce dipendano principalmente dagli ioni della leucobase e della sostanza colorante. 5. La sostanza colorante che si forma in presenza delle leucobasi accelera l' ossidazione di esse fino ad un limite determinato. 6. Sostanze estranee aumentano la sensibilità per la luce. 7. L' aggiunta di una sostanza colorante rende più rapida la reazione alla luce fra il cloruro mercurico e ossalato ammonico. 8. L' azione catalitica delle sostanze coloranti si manifesta già per concentrazioni piccolissime e raggiunge un massimo. 9. È probabile che l' azione catalitica delle sostanze coloranti dipenda dall' assorbimento della luce di cui esse sono capaci. Perciò la sensibilità delle leucobasi aumentata da quelle sostanze coloranti

dipende non solo dai raggi diretti ma da quelli assorbiti dalla sostanza colorante.

HOLLMANN R. *Sulla tensione di vapore di mescolanze di cristalli di alcuni sali idrati isomorfi* (pp. 193-213). — L'A. esamina la relazione fra la tensione massima di mescolanze di cristalli e la loro concentrazione. La tensione di vapor dei sali idrati fu ottenuta per via indiretta determinando la concentrazione di una soluzione di acido solforico che aveva la stessa tensione di vapore degli idrati impiegati, e coll'aiuto dei numeri di Regnault per le soluzioni di acido solforico calcolava l'A. la tensione di vapore degli idrati. Le sostanze impiegate sono: allume, di alluminio e di potassio con quello di ferro e potassio; poi con quello di cromo, indi solfato di zinco e di magnesio; di rame e manganese; solfato di zinco e rame; quello di magnesio e rame; quello di zinco e manganese. Dai risultati si rileva: Le miscele esaminate possiedono una tensione massima indipendente entro certi limiti dalla quantità di acqua. La tensione di vapore del solvente viene sempre diminuita da piccole quantità di miscela isomorfa anche se la tensione di vapore di questa è superiore a quello del solvente.

BATSCHINSKI A. *Relazione fra i parametri di viscosità e alcune altre costanti fisiche* (pp. 214-216).

SKIRROW J. W. e CALVERT H. T. *Separazione del sale durante l'evaporazione della sua soluzione* (pp. 217-219). — Si può conoscere se nell'evaporazione di una soluzione diluita di un sale avverrà un punto in cui si separerà il sale o no, applicando la regola delle fasi e prendendo come parametri la temperatura la concentrazione, e la pressione del vapore. Stabilita la linea determinata dalla concentrazione e dal punto di ebollizione, se la curva di solubilità incontra questa linea, quel punto segna il momento della separazione del sale; se non l'incontra mai, corre con essa parallela, fino alla fusione del sale, come sarebbe nel caso della soda e potassa caustica.

DIETERICI C. *Pressione osmotica e lavoro osmotico* (pp. 220-222). — Alcune osservazioni sulla discussione fatta in proposito dal Prof. A. Noyes. Dott. R. SALVADORI.

Philosophical Magazine. Ser. VI, Vol. 3, 1902.

Lord KELVIN. *Sulla concentrazione della materia soggetta alla gravitazione in certe parti dell' universo* (pp. 1-9). — L'A. comincia col far osservare che non si può in modo assoluto escluder la possibilità che vi sia una porzione di spazio, occupato dall'etere, al di là della quale non vi sia nè etere nè materia; ma nessuno

ritiene che ciò sia probabile. Se adunque l'etere deve estendersi per tutto lo spazio, è certo che esso non può esser soggetto alla gravitazione mutua fra le sue parti — che lo costituirebbe in uno stato di equilibrio instabile — a meno che non fosse infinitamente incompressibile. Secondo Lord Kelvin vi è quindi della materia non sottoposta alla gravitazione, e tale materia è l'etere, che, sparso dappertutto, avrebbe inerzia, rigidità, elasticità, compressibilità, ma che sarebbe imponderabile.

Richiamando le considerazioni esposte in un precedente suo lavoro (*N. Cim.* (5), 3, p. 482) l'A. osserva che si potrebbe spiegare la velocità che hanno adesso, le stelle, supponendo che 25 milioni di anni fa una massa uguale a quella di 1000 milioni del nostro sole fosse distribuita uniformemente in una sfera del raggio di $3{,}09 \times 10^{16}$ chilometri. Di quei mille milioni di soli, i più lontani sarebbero veduti come stelle di 16ª grandezza; e supponendoli tanto più antichi quanto più lontani, in modo da ricevere contemporaneamente la luce di tutti, la frazione illuminante del cielo sarebbe $3{,}87 \times 10^{-13}$ di quella del sole; numero che è assai vicino a quello che si ottiene dalle stelle esistenti.

Se la stessa massa di materia fosse ripartita in sfere di 2 cm. di diametro, essa non intercetterebbe che $\frac{1}{36{,}9}$ del cielo.

Sotto l'azione della gravitazione, tal massa si concentrerebbe presso a poco come lo farebbe una massa omogenea, e l'A. calcolando la velocità che acquisterebbero gli atomi di tal massa, trova che dopo 16,8 milioni d'anni la velocità alla superficie della sfera di $3{,}09 \times 10^{9}$ chilometri, che allora formerebbe, sarebbe di 291000 chilometri al secondo. Più tardi la velocità diverrebbe uguale, e poi superiore, a quella della luce, e i corpi diverebbero luminosi.

Da tali considerazioni Lord Kelvin è condotto a ritenere che alcuni milioni d'anni fa il nostro universo fosse formato da atomi in riposo o quasi, ma la cui distribuzione fosse disuguale, in modo che in certi luoghi la materia fosse più densa che in altri. Allora, nelle regioni più dense la materia si sarebbe sempre più addensata, mentre nelle altre si sarebbe sempre più rarefatta. Finchè nelle regioni di concentrazione la densità era minore di $\frac{1}{10^6}$ di quella della attuale nostra atmosfera, i moti degli atomi sarebbero stati senza influenza scambievole; ma da quella densità in poi, gli urti avrebbero prodotto delle serie di onde nell'etere, diffondendo dell'energia nell'etere dello spazio infinito. Tale dispersione d'energia ridurrebbe quell'aggruppamento alla condi-

zione d' equilibrio di un gas che è in equilibrio sotto la sola influenza della sua gravità, o ruotante come il nostro sole, e spostantesi con velocità dell' ordine di quella delle nebulose spirali. La condensazione per gravitazione sarebbe accompagnata da aumento di temperatura seguito poi da raffreddamento e infine da solidificazione. Siamo dunque, anche nel 20° secolo, costretti ad attribuire a tutte le cose una origine atomica, presso a poco al modo concepito da Democrito e da Epicuro, e sovranamente esposto da Lucrezio.

HICKS W. M. *Sull' esperienza di Michelson-Morley relativa al trascinamento dell'etere* (pp. 9-42). — Questa Memoria tratta in dettaglio la teoria generale dell' esperienza con la quale Michelson e Morley (cfr. *N. Cim.* (3), 25, p. 84) cercarono di decidere la questione se l' etere resta in riposo, od è trascinato dal moto della terra. La teoria non è così semplice come può sembrare a prima vista, a motivo dei cangiamenti che la riflessione subisce su una superficie in moto. La correzione dovuta all' alterazione nell' angolo di riflessione fu dapprima introdotto da Lorentz, e fu considerata nella citata Nota di Michelson e Morley; ma la riflessione produce anche un cangiamento nella lunghezza d' onda della luce riflessa, e inoltre, se la sorgente della luce si muove coll'apparecchio, la luce incidente ad ogni istante su una lastra non proviene dalla posizione occupata dalla sorgente in quell' istante, ma da un punto che essa occupava qualche istante prima, e perciò l'angolo d' incidenza è alterato di un infinitesimo di prim' ordine quando la direzionein cui è trascinato l'apparecchio viene a cangiare.

Questa ricerca è intrapresa allo scopo di fare le correzioni su indicate. Il resultato principale della correzione è che nelle esperienze di Michelson e Morley l' effetto da aspettarsi è l' inverso di quello fin quì supposto.

Tenendo poi conto degli effetti della temperatura, l'A. trova che vi è sufficiente ragione perchè l' esperienza sia ripetuta con cura estrema, in modo da eliminare gli errori dovuti alla temperatura, e, se è possibile, nel vuoto, con l' assenza di osservatori e di cannocchiali per l' osservazione, ma fotografando le frange su una pellicola avvolta su un cilindro rotante.

D'ARCY R. F. *Decomposizione del perossido d' idrogeno effettuata dalla luce, e azione scaricatrice elettrica di tale decomposizione* (pp. 42-52). — Secondo Wilson l' azione della luce sull' ossigeno umido produce del biossido d' idrogeno, e l'A. trova che l' acqua ossigenata neutra è scomposta dalla luce in acqua positiva e in ossigeno negativo. Tale decomposizione potrebbe render ragione dell' elettricità atmosferica.

Studiando poi la dispersione che si effettua sotto l'azione della luce solare da una superficie d'acqua e da una superficie uguale di acqua ossigenata, l'A. trova che nella velocità della dispersione vi è differenza soltanto nel caso della elettrizzazione negativa.

Hormel W. G. *Costante dielettrica della paraffina* (pp. 52-67). — Il metodo usato è quello della misura della lunghezza d'onda con la disposizione di Lecher, e con un oscillatore Blondlot eccitato da un rocchetto Tesla.

Studiando diversi campioni di paraffina, l'A. trova che la costante dielettrica cresce con la densità della paraffina, e col crescere del punto di fusione. La costante dielettrica cresce anche al decrescere della lunghezza delle onde elettriche; talchè la formola di Cauchy non concorda coi resultati sperimentali.

La disposizione usata ha permesso all'A. di costatare che la velocità di propagazione delle onde elettriche, per la frequenza di 800×10^6, è la stessa nei fili non magnetici e in quelli magnetici, talchè per quella frequenza la magnetizzazione del ferro non segue le oscillazioni elettriche.

Mc. **Clung** R. K. e Mc. **Intosh** D. *Assorbimento dei raggi Röntgen nelle soluzioni acquose* (pp. 68-79). — Dopo aver attraversato la soluzione in istudio, i raggi Röntgen ionizzano l'aria compresa fra due lastre metalliche parallele, una delle quali, protetta da un anello di guardia, comunica con un elettrometro, e fra le quali si stabilisce un forte campo elettrico. La deviazione dell'ago elettrometrico serve a misurare l'intensità dei raggi uscenti dalla soluzione. Dal confronto dei resultati ottenuti con soluzioni diverse e con l'acqua pura, gli A. deducono che l'assorbimento è un fenomeno additivo, che si compone di un termine relativo all'anione e di un altro relativo al catione.

Barus C. *Comportamento delle emanazioni del fosforo in condensatori sferici* (pp. 80-91). — In questa Memoria, che è una continuazione di altre analoghe (*N. Cim.* (5). 3, p. 480) l'A. studia la combinazione spontanea delle cariche trasportate dagli ioni prodotti dal fosforo, determinando la corrente che una differenza di potenziale stabilisce fra una sfera metallica cava e un frammento di fosforo posto nel centro.

Allen H. S. *Effetto della irregolarità delle righe sull'apparenza di un reticolo di diffrazione* (pp. 92-95). — Se il cannocchiale di uno spettroscopio si aggiusta in modo da vedere nettamente una riga del reticolo, illuminato da luce monocromatica, e se dopo, tolto l'oculare, si pone uno schermo nel piano coniugato del reticolo, lo schermo apparirà illuminato uniformemente se il reti-

colo è regolare. Se è irregolare si vedono invece delle bande luminose e oscure, e dal loro numero e dal cambiamento di aspetto che subiscono quando si sposta lo schermo si può dedurre la variazione della distanza fra due righe nelle varie regioni del reticolo.

Lord KELVIN. *Nuovo modo di definire la deformazione di un corpo elastico* (pp. 95-97 e 444-448). — Prendendo in ogni punto del corpo un tetraedro di riferimento, e indicando ciò che divengono le lunghezze dei suoi spigoli, si può, con sei parametri lineari, definire una deformazione finita, anzichè definire, come si usa adesso, una deformazione infinitesima mediante 3 parametri lineari e 3 angolari.

Lord RAYLEIGH. *Teoremi generali relativi alle vibrazioni forzate e alla risonanza* (pp. 97-117). — È una Nota molto importante che non si può riassumere.

VELEY V. H. e MANLEY J. J. *Coefficienti ionici e termici dell' acido nitrico* (pp. 118-122). — Dalle misure fatte dagli A. il grado di ionizzazione $\frac{\mu}{\mu_\infty}$ dedotto dalle misure di conduttività elettrica, per le soluzioni di acido nitrico non è d'accordo nè con la formola che si deduce dalla legge di diluizione di Ostwald, nè con quella di Rudolph-Van 't Hoff.

Non vi è poi alcuna relazione fra i coefficienti di ionizzazione e quelli di dilatazione delle medesime soluzioni.

HOPKINSON B. *Sulla necessità del postulato dell' etere* (pp. 123-126). — L'A. osserva che mentre i fenomeni della gravitazione e gli ordinari fenomeni luminosi si possono spiegare anche senza ricorrere all' ipotesi dell' etere, l' apparenza presentata da certe stelle, che, pure apparendo semplici al telescopio, dànno allo spettroscopio una riga periodicamente doppia, richiede di necessità la presenza dell' etere. Infatti tale fenomeno potrebbe spiegarsi supponendo che si trattasse di stelle doppie, rotanti l' una attorno all' altra con la velocità di 150 miglia al secondo; ma in tal caso, quando tali stelle si allontanassero dalle due parti opposte della visuale, si dovrebbero veder doppie al telescopio. Siccome ciò non è, tale aberrazione non può dipendere dal movimento della sorgente luminosa, e per conseguenza necessita l'esistenza dell' etere.

ALLEN H. S. *Nota preliminare sulla radiazione Röntgen primaria e secondaria* (pp. 126-128). — Oggetto di questa Nota è di confrontare l' ionizzazione totale prodotta dai raggi X secondari — che, come si sa, sono molto più assorbiti dei primari dai gas — con l' ionizzazione che sarebbe prodotta dai primari se essi con-

tinuassero il loro cammino nel mezzo originario. Da esperienze fatte finora soltanto coll'idrogeno solforato, l'A. trova che l'energia totale della radiazione secondaria è solo $^1/_{1900}$ di quella della radiazione primaria.

WOOD R. W. *La dispersione anomala del vapor di sodio* (pp. 128-144). — Anzichè usare fiamme prismatiche di sodio, che mal si prestano allo scopo, l'A. ha potuto studiare lo spettro di dispersione anomala del vapore di sodio, utilizzando la distribuzione in strati di densità diversa, che si produce naturalmente allorchè un frammento di sodio è scaldato in un tubo di vetro nel quale si ha una lenta circolazione di idrogeno. Al di sopra del sodio si forma in tal modo una densa atmosfera di vapore, nettamente limitata, che funziona come un prisma a spigolo orizzontale.

La luce che ha attraversato tali vapori cade su un reticolo Rowland a righe verticali, e lo spettro è incurvato da una parte e dall'altra delle righe D, appena il sodio si comincia a scaldare. Di poi si vede scomparire la banda intermedia, allungarsi i rami esterni, apparire scannellature nel rosso e nel bleu verdastro, che si allargano al punto da estinguere quasi del tutto una parte del bleu.

L'A. ha ottenuto belle fotografie di tale spettro; ma su di esse non sono possibili le misure degli indici di refrazione, perchè la densità dei vapori e le dimensioni della massa assorbente non restano invariate per tutta la durata dall'esposizione della lastra fotografica. Ma osservazioni opportune su una lastra di vetro, divisa in lunghezze d'onda, hanno permesso di tracciare una buona curva della dispersione, dalla quale si possono dedurre i valori degli indici per le diverse lunghezze d'onda, conoscendo l'angolo di refrangenza del prisma formato dai vapori. Per aver tale angolo con qualche approssimazione l'A. ha trovato conveniente di limitare l'atmosfera di vapori mediante due tubi di ferro tagliati a bietta. Supponendo l'angolo del prisma di 130°, l'A. trova per le lunghezze d'onda adiacenti alle due righe d'assorbimento, $\mu = 1,0024$ dalla parte della D_1, e $\mu = 0,9969$ da quella della D_2. Il vapor di sodio presenta quindi l'esempio di una sostanza trasparente, assai densa, nella quale la luce di certi periodi ha una velocità maggiore che nel vuoto.

L'A. ha studiato anche l'assorbimento delle radiazioni luminose che presentano i vapori di sodio, e che determina un aumento di temperatura, rivelato dal suono che rende una fiamma o il tubo su descritto allorchè si illuminano intermittentemente. Tale suono cessa se la luce è filtrata attraverso la cianina che

assorbe quasi completamente ed esclusivamente la regione vicina a D.

L'A. ha studiato anche lo spettro della luce fluorescente che si ha col vapore di sodio illuminato, ed ha fotografato anche lo spettro di assorbimento del vapore stesso nel rosso e nel giallo. Egli accenna anche alla proprietà che deve avere il vapore di sodio di emetter luce per il solo riscaldamento; ma non è finora riuscito ad osservare tale incandescenza, che è facile dimostrare pei vapori di iodo.

Hilton H. *Nota sulle costanti capillari delle facce dei cristalli* (pp. 144-148). — L'A. dà una nuova dimostrazione di un teorema contenuto in una Nota di Wulff sull'accrescimento dei cristalli.

Kuenen J. P. e Robson W. G. *Tensione della CO_2 e dell'etano a temperature al di sotto di 0°* (pp. 149-158). — Coll'ebollizione dell'anidride solforosa e dell'ammoniaca in un recipiente a doppia parete di Dewar, gli A. hanno ottenuto temperature fino a — 78°,32, misurate con un termometro a resistenza di platino, ed hanno determinato la tensione della CO_2 e del C_2H_6. La curva relativa all'etano si mantiene sempre inferiore a quella dell'anidride carbonica liquida; ma interseca nel punto triplo quella della CO_2 solida.

Lehfeldt R. A. *Voltametro per deboli correnti* (pp. 158-159). — In un tubo di vetro ben calibrato, del diametro di circa 1 mm. si introduce una piccola goccia di una soluzione di nitrato mercuroso fra due colonne di mercurio, che faranno da elettrodi. Posto il tubo verticalmente, e facendo servire la colonna superiore da anodo, la goccia si sposta con la velocità di cm. 0,005509 all'ora (cioè di circa 1 mm. al giorno) per una corrente di 0,0 10 amp. per cm².

Questo voltametro serve solo per correnti inferiori a 0,015 amp. per cm², colle quali soltanto non si ha polarizzazione.

Sutherland W. *Ionizzazione, velocità degli ioni e dimensioni atomiche* (pp. 161-177). — In questa Nota l'A., partendo dalle ipotesi già altra volta esposte sulla costituzione dell'acqua, cerca di render conto della causa e delle leggi della ionizzazione per gli elettroliti binari, e di dedurre dalle altre proprietà fisiche degli atomi la velocità degli ioni, mostrando anche come ciò possa servire a calcolare le dimensioni assolute degli atomi. Il metodo proposto dall'A. si presterebbe specialmente pel caso di ioni di grandi dimensioni, quali son quelli che occorre considerare nella fisiologia, e pei quali gli altri metodi sono in difetto.

Harrison E. P. *Sulla variazione colla temperatura della forza termoelettromotrice e della resistenza elettrica del nichel, del*

ferro e del rame, fra le temperature di — 200 e + 1050 (pp. 177-195). — Le esperienze sono state tutte eseguite, per tutta l' estensione delle temperature adoperate, sul medesimo campione dei metalli. Le forze termoelettromotrici sono state determinate col metodo della compensazione, le temperature sono state misurate col termometro a platino e riportate al termometro a idrogeno, e le resistenze elettriche sono state determinate col metodo del potenziometro.

I resultati ottenuti son rappresentati da curve, che mostranò le variazioni più o meno regolari della f. e. m. e della resistenza con la temperatura — e dal loro esame si deduce che i cambiamenti nella forza termo-elettromotrice nella coppia rame-nichel coincidono approssimativamente con quelli della resistenza, e che non esiste nessuna peculiarità termoelettrica per la coppia ferro-rame alla temperatura alla quale cambia la resistenza del ferro. Invece alla temperatura di circa 500° un cambiamento notevole si presenta nella coppia Cu-Fe, e quella è la temperatura alla quale si presenta una flessione nella curva della resistenza del rame. È anche notevole che il prolungamento di una breve curva, ottenuta per una coppia Cu-Fe preparata di recente e scaldata nell' idrogeno, taglia la porzione superiore della curva che rappresenta l' andamento generale della medesima coppia, in un punto che corrisponde alla temperatura di circa 800°, che è la temperatura a cui si presenta il cambiamento nella resistenza del ferro.

Mac Lennan J. C. *Su una specie di radioattività comunicata a certi sali dai raggi catodici* (pp. 195-203). — I solfati e i solfuri di stronzio, di calcio, di bario e i solfati di berillio e di potassio, esposti ai raggi catodici, oppure alle scintille di un rocchetto o di una macchina elettrostatica anche nell' aria alla pressione di un' atmosfera, acquistano la proprietà di scaricare l'elettricità positiva, ma non quella negativa, allorchè sono poi scaldati al di sopra di 100°. Alcuni di quei sali acquistano anche la termoluminescenza.

Kirkby P. J. *Sulla conduttività elettrica prodotta nell' aria dal movimento di ioni negativi* (pp. 212-225). — Queste ricerche furono imprese per studiar più da vicino le differenze già notate (cfr. *N. Cim.* (5), 3, p. 335) fra le proprietà degli ioni positivi e negativi. Esse confermano ciò che fu trovato da Townsend, che gli ioni negativi ne producono altri coi loro urti colle molecole dell' aria. Anche da queste esperienze resulta che la massa di un ione negativo è circa 2000 volte minore di quella di una molecola d' aria, mentre l' ione positivo l' ha uguale alla molecola. Ne segue che la traiettoria libera è maggiore per gli

ioni negativi che per quelli positivi, ma in certe condizioni potrebbe darsi l'opposto, e quindi anche gli ioni positivi potrebbero forse produrne altri coi loro urti, ciò che ordinariamente non si verifica.

BURBURY S. H. *Sui processi irreversibili e sulla teoria di Planck relativa ai medesimi* (pp. 225-240). — È una Nota analitica che non si può riassumere brevemente.

BUCHANAN J. *Su una Nota di Fleming e Ashton intitolata « Su un modello che imita le proprietà dei dielettrici* (pp. 240-243). — L'A. mostra come i diagrammi ottenuti nella memoria citata sieno rappresentati anche dalle soluzioni dell' equazione

$$\frac{dv}{dt} = K \frac{dv^2}{dx^2}$$

che esprime la legge con cui l'elettricità si propaga tanto in un conduttore, quanto in un dielettrico.

CHAPPUIS P. *Nota sui termometri a gas* (pp. 243-247). — L'A. esamina quali modificazioni debbano apportarsi alla determinazione del punto di ebollizione dello solfo eseguita da lui e da Harker tenendo conto del coefficiente di dilatazione che è stato trovato per la porcellana da Holborn e Day.

WALKER G. W. *Su un' asimmetria dell' effetto Zeemann* (pp. 247-251). — L'A. mostra che l'asimmetria che secondo Voigt deve presentarsi nel tripletto, nel senso che la distanza fra la linea centrale e le laterali è maggiore dalla parte del violetto che da quella del rosso, può dipendere da un termine di secondo ordine dovuto al campo magnetico.

A. STEFANINI.

PIETRO SALVIONI, *gerente responsabile.*

RICCARDO FELICI

Commemorazione letta nella VI riunione della Società Italiana di Fisica
dal Prof.

ANGELO BATTELLI.

Egregi Colleghi,

Primo atto di ogni precedente Congresso della Società era un saluto di affetto e di augurio al nostro venerato Presidente onorario; quest' anno i nostri lavori si aprono mestamente con la commemorazione di Lui.

Non a me sarebbe spettato questo doloroso incarico: abbiamo nella nostra Società Colleghi illustri, primo il Prof. Ròiti, ai quali Egli ha lasciata larga eredità di scienza e di affetti; colleghi, cui lo aver seguìto da vicino l' opera sua, ha dato agio di sperimentare per lunghi anni lo spirito di scrupoloso indagatore e la vita attiva di Lui, e di ammirare tutta la bontà dell' anima sua modesta e gentile.

Ma pur troppo oggi è loro impedito di trovarsi tra noi, e perciò il nostro Presidente volle a me affidato questo triste ufficio, che adempio col cuore commosso.

Nato l' 11 Giugno 1819 in Parma, **Riccardo Felici** trascorreva l' adolescenza e la prima giovinezza fra lotte e privazioni, che attestavano fin d' allora la sua non comune fermezza di propositi e rettitudine di spirito. A 20 anni si recava in Pisa con l' intenzione di prepararsi alla scuola politecnica di Parigi, perchè aveva disegnato di percorrere la carriera d'ingegnere. Ben presto però le lezioni del Mossotti e del Matteucci,

e, più di tutto, l'invito di quest' ultimo a frequentare il laboratorio di fisica per aiutarlo negli esperimenti, lo venivano distogliendo dal suo primo proposito. Fu così che, confortato anche da aiuti materiali, Egli si fermò in Pisa, a continuare gli studi felicemente intrapresi; ivi nel 1846 dal Matteucci venne nominato aiuto alla Cattedra di fisica.

Il Matteucci, uomo d' ingegno fervido, quasi direi esuberante, di carattere vivacissimo e insofferente di freni, aveva compreso subito che il calmo e modesto giovinetto, da lui scelto a collaboratore, era ricco delle preziose doti, che in lui forse difettavano alquanto: costanza invitta, lunga pazienza, spirito critico spassionato. E fu tale la stima e la benevolenza da lui posta nel Felici, che, fin dal primo anno, lo incaricò a più riprese di sostituirlo nelle lezioni, pensando forse di fare dell' allievo prediletto il suo successore.

Da parte sua il Felici, prima ancora di diventare aiuto, aveva dato saggio del suo ingegno acuto ed equilibrato in alcune osservazioni, intorno a nuove ricerche del Sig. Dutrochet, pubblicate nel 1844 sul *Cimento.*

Il Dutrochet, avendo studiato il distendersi delle goccie liquide sopra solidi e sopra altri liquidi, aveva concluso che quei fenomeni erano dovuti ad una forza particolare che egli chiamò *epipolica.* Egli aveva escluso affatto che detti fenomeni potessero attribuirsi alla capillarità, fondandosi specialmente sul comportamento diverso che essi presentavano al variare della temperatura.

Il Felici, con ingegnose ed esatte considerazioni, fece rilevare come il distendersi della goccia proveniva dall' azione di due forze simultanee, cioè da quella che cagiona l' innalzamento di una colonna liquida in un tubo capillare, e dall' affinità dei due corpi, le cui superfici sono a contatto. Egli dimostrò così come fosse completamente immaginaria l' esistenza della forza epipolica, pure ammettendo che in quei fenomeni potessero esercitare la loro influenza lo sviluppo di calore e forse anche di elettricità.

Quando poi, nominato aiuto, potè metter mano a proprie ricerche sperimentali, il Felici pubblicò un primo studio sulla termoelettricità del mercurio, nel quale, sebbene la di-

sposizione non fosse tale da poter giungere alla soluzione del problema, egli diede prova della cautela e dello scrupolo che distinsero tutti i suoi successivi lavori.

Erano quelle le giornate del nostro riscatto, quando l'Italia s'era desta alla voce dell'apostolo genovese, accingendosi alle sue prime prove sui campi di battaglia. Un sacro entusiasmo, che allora non si usava gabellare per rettorica, animava l'Ateneo Pisano, dove il Matteucci e il Mossotti — già pellegrini di scienza e di libertà dall'Inghilterra all'Argentina ed alle isole Jonie — insieme con Leopoldo Pilla, con Francesco Puccinotti, e sopratutto con Giuseppe Montanelli — il candido ed entusiasta apostolo dell'italico riscatto — rinfocolavano nella gioventù universitaria il culto per la patria.

Alla notizia dei grandi fatti di Milano, gli studenti di Pisa e di Siena, con forzato consenso del Governo, preparano la loro guardia universitaria, inizio di cose maggiori.

Il 22 Marzo, mentre è sul finire una lezione del Matteucci, si spalanca la porta dell'aula, e la gioventù irrompe gridando: « Studenti e professori intendono partire per la Lombardia! » Il battaglione universitario è formato: vengono scelti Maggiore il Mossotti, Commissario civile il Matteucci, Capitani il Pilla, Luigi Pacinotti, il Carmignani, il Giorgini; fra i tenenti, Riccardo Felici. E marciano fra i militi scolari distinti, che un giorno saranno professori, deputati, senatori, ministri dell'Italia risorta.

Il battaglione partiva da Pisa sotto una festa di fiori, di auguri e di benedizioni; e, dopo lunghe, faticose ed inutili tappe, nel Maggio si fermava nel paese delle Grazie, ove era il quartier generale delle truppe toscane, non molto distante dal campo di Curtatone. Il Felici marciava sicuro e franco come un vecchio soldato e manteneva il buon umore tra i compagni con le sue inesauribili arguzie. E quando il 29 Maggio l'eroico battaglione si mosse verso Curtatone, bagnando di tanto sangue generoso la terra lombarda, il Felici si trovò sempre nell'infuriare della battaglia; e fu egli che sorresse il povero Ginnasi che cadeva con la tempia trapassata da una palla di fucile, e fu egli tra i primi ad accorrere accanto a

Leopoldo Pilla, quando questi, orribilmente squarciato da una cannonata, spirava la grand' anima dicendo: « Non ho fatto abbastanza per l' Italia ».

Reso il suo tributo alla patria, quando il battaglione universitario venne sciolto definitivamente, il Felici tornò alla sua Università, alla calma degli studi.

Continuò pertanto nel 1849 a supplire nelle lezioni il Matteucci, finchè, coll'anno scolastico 49-50, fu stabilmente incaricato di reggere la cattedra del suo maestro.

Allora si diede nuovamente con tutto il fervore alle ricerche fisiche, e nel 1850 e '51 pubblicò le due memorie: « Sulla propagazione della corrente elettrica nell' interno di una sfera » e « Sulle polarità galvaniche e sull' influenza della propagazione della corrente elettrica nei liquidi ».

Quest' ultima specialmente ha un' importanza singolare, perchè in essa egli determinò fino d' allora l' andamento della f. e. m. secondaria col variare della temperatura, e scoprì che verso i 4° C. l'acqua presenta un minimo di conducibilità: fatto ritrovato poi recentemente dal Prof. Lussana, e confermato da altri, sulla conducibilità delle soluzioni acquose.

In quell' epoca appunto, e precisamente nel 1851, il Felici dava principio alla sua massima ricerca, che poi lo occupò quasi ininterrottamente fino al 1859, *sulla teoria dell' induzione*. Egli pervenne in questo studio alle leggi delle correnti d' induzione elettrodinamica ed elettromagnetica, deducendole unicamente da dati sperimentali, con metodo simile a quello usato dall' Ampère, per scoprire le formule sulle attrazioni e ripulsioni di due elementi voltaici filiformi.

Dopo avere investigata l' influenza che sul fenomeno d'induzione esercitano l' intensità della corrente inducente, la natura e la grandezza dei circuiti, le distanze, le forme e le posizioni relative dei circuiti inducente e indotto, egli studiò il fenomeno dell' induzione nelle tre circostanze in cui esso si può compiere; cioè, per l' apertura o chiusura del circuito inducente, per il moto relativo tra l' indotto e l' inducente e per il moto relativo delle parti di uno stesso circuito. Arrivò

così alle formole relative ai tre casi diversi, deducendone poi, come conseguenze, fatti e principi noti o da lui stesso subito verificati.

Quando il Felici stabilì sperimentalmente la sua teoria dell' induzione elettrodinamica, si conoscevano già altre teorie che, partendo da ipotesi più o meno accettabili, erano state proposte da qualche anno; fra esse specialmente pregevoli erano quelle di F. E. Neumann, di Weber e di Helmholtz.

La teoria del Neumann si fonda sull'ipotesi che la f. e. m. indotta sia proporzionale alla velocità con la quale cambia la distanza fra l' elemento inducente e l'indotto, e alla forza ponderomotrice che si eserciterebbe fra i due elementi, se l' indotto fosse attraversato da una corrente uguale ad uno.

Questa ipotesi non era stata giustificata dal Neumann con alcun dato sperimentale. Il Neumann stesso, nell' assumerla come base dei suoi sviluppi analitici, la considerò come la più semplice di quelle che a prima vista vengono suggerite dalla legge di Lenz, ma non fece nessuna considerazione sull'esattezza della medesima. Ora la legge di Lenz si riferisce solo al senso e non alla grandezza delle correnti indotte; era quindi necessario esaminare se e con quale approssimazione l' ipotesi del Neumann si prestava a illustrare quantitativamente i fenomeni di induzione.

Lo stesso inconveniente si riscontra nella teoria dell' induzione proposta qualche anno dopo dal Weber. Anch' essa è intieramente fondata sopra un' ipotesi non confermata da alcuna esperienza e certamente più artificiosa di quella del Neumann. È noto infatti che il Weber spiegò i fenomeni di induzione ammettendo, secondo un' idea dovuta al Fechner, che, su due masse elettriche in moto, non agisca soltanto la forza di attrazione o ripulsione conforme alla legge di Coulomb, ma altre forze dovute al movimento relativo delle due masse.

L' espressione trovata dal Weber per l' azione inducente, esercitata da un elemento del circuito primario su un elemento del secondario, differisce da quella data dal Neumann; questa differenza però scompare nei risultati finali relativi all' induzione tra due circuiti chiusi. L' esattezza di questi risultati fu,

qualche anno dopo, stabilita dall' Helmholtz, il quale li dedusse dal principio della conservazione dell' energia; essi quindi si presentavano come leggi naturali, e sembrava probabile il poterle stabilire direttamente mediante l' esperienza.

Questa opera venne effettivamente compiuta dal Felici.

Per vero, prima ancora che fosse comparsa la teoria del Neumann, era già stata fatta qualche misura dal Lenz, relativamente alla quantità totale di elettricità indotta in un rocchetto, nel momento in cui esso viene introdotto o tolto da un campo magnetico. Ma tali esperienze avevano poca relazione con gli importanti risultati della teoria stessa del Neumann.

Con poche esperienze, sotto ogni punto di vista inoppugnabili e genialmente concepite, riuscì invece al Felici spiegare tutti i casi dell' induzione fra due circuiti chiusi e stabilire per essi la stessa formula alla quale era pervenuto il Neumann. E i suoi risultati rendono conto, sia dell' induzione che si ha per l' apertura o chiusura del circuito inducente, sia di quella dovuta al moto relativo dei due circuiti; nel mentre che la formula di Neumann, quantunque possa estendersi anche alle correnti indotte che si producono nel primo caso, non sarebbe a tutto rigore applicabile se non al caso della induzione pel moto relativo; e solo in base ai fatti sperimentali, coi quali il Felici potè passare dal caso delle correnti istantanee a quello del movimento, si può inversamente far valere la formula del Neumann anche per le correnti istantanee.

La coincidenza fra il risultato finale della teoria del Neumann e la esperienza non può ritenersi come prova della verità del principio fondamentale da cui essa parte, e si può dimostrarlo chiaramente considerando l'induzione prodotta da un solenoide chiuso. Infatti il Felici mostrò, che una corrente di intensità variabile, circolante in un solenoide neutro, desta correnti indotte in un circuito chiuso che col solenoide sia concatenato. Ora ciò è in accordo con la formula del Felici, e il calcolo — come fu fatto dal Ròiti — conduce, partendo da essa, a risultati concordanti con l'esperienza.

Se invece del circuito chiuso consideriamo soltanto un elemento di esso, applicando al medesimo le due ipotesi fon-

damentali del Neumann, dovremmo dire che nell' elemento considerato non si produce nessuna forza elettromotrice di induzione, perchè è nulla l'azione elettrodinamica esercitata da un solenoide chiuso, in un punto qualunque esterno al medesimo. Ora, la forza elettromotrice indotta in un circuito è la risultante della somma delle forze elettromotrici indotte nei diversi elementi del circuito stesso, e il fatto da noi citato mostra che questa somma in alcuni casi non è nulla; in questi casi adunque il principio fondamentale del Neumann si mostra in difetto, a meno che non venga sperimentalmente dimostrato che, nel periodo variabile della corrente, un solenoide chiuso, cessando di esser neutro, eserciti un' azione elettrodinamica sugli elementi del circuito indotto.

La singolare concordanza fra i dati sperimentali e l'espressione risultante dalle teorie del Weber e del Neumann dipende unicamente dal fatto che il confronto, fra i risultati di dette teorie e quelli delle esperienze, non si può fare se non in un campo troppo ristretto. Infatti, essendo state stabilite le formole elementari dell' induzione soltanto con esperienze eseguite con circuiti chiusi, è chiaro che, senza contraddire alle esperienze conosciute o eseguibili con quei circuiti, potremmo aggiungere a quelle formule altri termini, che sparissero in una integrazione lungo una curva chiusa. Ciò spiega come, con ipotesi differenti fra loro, si possa, nel campo ristretto delle esperienze conosciute, arrivare a delle formule concordanti con le esperienze medesime.

Tutto questo fa sempre più risaltare il vantaggio che, tra tutte le altre, offre la teoria del Felici; giacchè oltre al presentare una notevole semplicità, ha il pregio di riassumere, sotto forma analitica e indipendentemente da qualunque ipotesi, i resultati generali delle esperienze.

Si deve quindi dire che il Felici abbia proprio dato una base di realtà a concetti che fin allora non avevano che carattere ipotetico. Da allora in poi, infatti, tutte le teorie dell' induzione elettrodinamica vennero costruite con un processo inverso di quello che si era seguìto per l'innanzi. Così, qualche anno dopo le ricerche del Felici, l' Helmholtz prese proprio di mira la serie oramai ricca di leggi sperimentali già stabilite

con tutta evidenza, e cercò di fonderle tutte quante in una stessa formola, la quale fosse la più generale fra quelle che si potevano proporre per l'espressione del potenziale elettrodinamico di due correnti, compatibilmente coi fenomeni conosciuti fin allora e col principio della conservazione dell'energia. Orbene, abbiamo la soddisfazione di constatare che le formule del Felici per l'induzione, sono le uniche che rispondano a quella condizione.

Terminato questo lavoro poderoso, il Felici, senza prendere riposo, pose mano a nuovi studi. Ferveva allora la questione del valore da assegnarsi alla velocità che impiega l'elettricità a percorrere un dato circuito. I resultati ottenuti erano diversissimi; mentre il Wheatston, nelle sue belle esperienze con lo specchio girante, otteneva la velocità di 460 mila km. per secondo, velocità molto superiore alla vera, non mancavano esperienze che assegnavano alla medesima valori di gran lunga più piccoli, uno dei quali, determinato dagli astronomi di Greenwich e Bruxelles, scendeva sino a 4300 km.

A spiegazione di queste divergenze, il Faraday aveva fatto giustamente osservare che una grave causa di errore nelle precedenti esperienze si aveva nelle azioni elettrostatiche induttive esercitate sul filo dal mezzo in cui esso era immerso (quando questo mezzo era acqua o guttaperca). Un'altra causa di errore era dovuta all'impiego di galvanometri o elettrocalamite, essendo il tempo, impiegato dal ferro dolce per calamitarsi o dall'ago per obbedire all'azione della corrente, dello stesso ordine di grandezza del tempo impiegato dalla corrente a percorrere più centinaia di chilometri. Il Felici si studiò di eliminare questi difetti, ed ottenne per la suddetta velocità numeri vicini a 260 mila km. al secondo, — valore ancora alquanto lontano dal vero, ma pur sempre soddisfacente, date le condizioni in cui poteva sperimentare nel Laboratorio di Pisa.

Nello stesso lavoro il Felici determinò la durata della scintilla, e ne studiò le diverse fasi, mettendo in evidenza che la scintilla totale si compone di molte scintilline parziali, quasi

contemporaneamente al Feddersen, il quale aveva pubblicato le sue classiche esperienze fotografiche soltanto l' anno prima.

Alla stessa epoca il Felici si accingeva ad un'altra serie di ricerche, le quali lo occuparono di poi per sette anni continui, sul comportamento elettrico dei corpi non conduttori in presenza di corpi elettrizzati.

Già dal Cavendisch, dal Faraday e dall' Harris era stato ripetutamente osservato l' aumento di capacità nei condensatori, quando si sostituisce lo strato d' aria con quello di una sostanza coibente. E così l'Avogadro aveva pure formulato l'ipotesi della polarizzazione dei dielettrici: ipotesi che in seguito fu ripresa dal Belli e dal Faraday, e che poi (1846) fu analiticamente sviluppata dal Mossotti ; ma si deve proprio dire che era allora spento il vero ardore delle ricerche sperimentali, tanto che non si era nemmeno cercato di constatare, se all' azione esercitata dal coibente prendessero parte tutti gli elementi di volume del coibente, o soltanto quelli posti alla superficie del medesimo; e non si era cercato di determinare il tempo che impiegano i coibenti a manifestare e a perdere quell' azione. Spesso poi non si era affatto tenuto conto dei fenomeni di penetrazione della carica, che pur si presentavano in quasi tutte le esperienze.

Il Felici, con vera genialità sperimentale, risolvette queste quistioni ed altre affini. Con ammirevole costanza, dopo aver ripetute volte modificati i suoi apparecchi secondo che gli consigliava la propria esperienza, giunse nel 1871 ad annunziare che l' azione elettrica, sviluppata da un coibente sottoposto all' azione di un corpo elettrizzato :

1.° è un' azione che parte da tutti i punti della massa del coibente e non dalla sola superficie ;

2.° è indipendente dallo stato fisico di questa superficie ;

3.° è un' azione che si sviluppa rapidamente (in meno di $^1/_{1000}$ di secondo) e cessa rapidamente con l' azione esteriore inducente, come il ferro dolce suole rapidamente magnetizzarsi e smagnetizzarsi ;

4.° è proporzionale a quell' azione inducente e dipende dalla natura del coibente.

È appunto da allora che la polarizzazione dielettrica si suole quasi considerare come fatto sperimentale, anzichè come ipotesi.

Lascio di parlare degli altri lavori minori, che il Felici pubblicò in questo torno di tempo, sulla forma di alcune superfici di capillarità, e sulla rappresentazione grafica della legge delle oscillazioni di un corpo elastico. Nel 1874, per studiare la legge con cui una massa di ferro dolce perde il suo magnetismo, a partire dall' istante in cui viene soppresso il campo esterno magnetizzante, immaginò e costruì il suo classico interruttore, capace di dare interruzioni a intervalli, esattamente misurabili, di $\frac{1}{20,000}$ di secondo. Con questo interruttore, lievemente modificato, studiò le correnti indotte in una spirale, durante il tempo in cui il nucleo interno di ferro dolce va rapidamente perdendo il magnetismo. Trovò che, al contrario di quanto pensavano alcuni fisici, l' influenza della corrente indotta nella massa del ferro sulla velocità della magnetizzazione era piccola, minore anzi di quello che si poteva pensare.

Negli ultimi anni della sua vita, dal 1875 in poi nient'altro il Felici diede alla luce, se non tre pubblicazioni di minor conto, due delle quali consistono in descrizioni di esperienze da lezione e la terza tratta del potenziale di un conduttore in movimento sotto l' influenza di un magnete; continuò tuttavia con alacrità il suo insegnamento, e si dedicò con amore, insieme col Betti, alla direzione del *Nuovo Cimento*, che, per virtù dei due illustri scienziati, riuscì ad acquistare prospera vita, ad onta delle difficoltà che si opponevano al suo fiorire.

È questa l' opera scientifica del Felici. Ciò che in essa risalta sopratutto è la chiarezza delle vedute, la precisione del-

l'esperienza, e il riserbo nella conclusione. La critica finissima ch' egli sapeva applicare alle opere altrui, egli rivolgeva anzitutto alle proprie, prima di pubblicarle, onde veniva ad esse quella apparenza di perfezione. Abile matematico, di questo mezzo, altrettanto potente quanto talvol ta pericoloso, non si valse se non quando le sue formule potevano poggiare sui risultati dell' esperienza. Di ciò diede un classico esempio nel lavoro sull' induzione elettrodinamica.

A queste grandi qualità di scienziato il Felici univa una modestia senza pari, direi quasi morbosa; tanto che non si poteva parlare a Lui delle sue scoperte, senza recargli visibilmente molestia, nè ad alcuno è riuscito mai avere da lui la collezione completa delle sue pubblicazioni. Con tutto ciò i suoi colleghi lo nominarono due volte rettore dell' Università di Pisa, prima nel 1870 e poi nel 1882, e parecchie Accademie italiane ed estere si onorarono di annoverarlo fra i loro Soci.

Chi conobbe il Felici da vicino, non solo lo ammirò pel suo valore altissimo, ma lo amò per le sue virtù domestiche. Egli erasi formata una famiglia, conducendo in moglie nel 1854 Elisa Frullini, che fu compagna dolce ed affettuosa della sua vita. N' ebbe una sola figliola, Isabella, e ad essa rivolse tutte le amorose attenzioni paterne, occupando così il tempo che sopravanzava ai suoi studi nella cura della famiglia, la cui pace non venne mai turbata, in 50 anni, da una nube di discordia o di dissapore. Con gli amici e conoscenti il Felici era cortese e affettuoso; nella conversazione sempre giocondo e pieno di facezie argute e gustosissime. Alto di statura, di faccia aperta, d'aspetto franco e deciso, con uno sguardo investigatore, caratteristico, egli destava subito simpatia in chi lo vedeva o l' avvicinava; e in Pisa non v' ha persona che non lo ricordi ancora, con un elogio grande nella sua semplicità « Che bel vecchio ch' egli era! ».

Tre grandi amori egli ebbe: la sua Elisa, la sua Isabella, il suo Istituto. L' Elisa lo precedette nella tomba quattro anni or sono, e fu quello l' ultimo colpo alla sua già mal ferma salute. Il primo, quello che segnò il principio della sua decadenza fisica, lo aveva provato dieci anni fa, quando, per ri-

tirarsi a vita più tranquilla, abbandonò la sua scuola. Lo vedo ancora varcare la porta della palazzetta di Piazza S. Simone, curvo, come sotto il peso di una grande sventura, e salire in carrozza nascondendo la faccia per non mostrare la commozione.

Povero e grande vecchio! tu non sei più. Ma fra le mura di quell' Istituto, che fu testimone della tua vita operosa, veglierà sempre la tua memoria: e nei momenti di sfiducia e di sconforto essa ci sarà sprone a procedere nella via feconda dell' attività e del lavoro.

Elenco dei lavori di RICCARDO FELICI.

1844. Alcune osservazioni intorno alle nuove ricerche del Sig. Dutrochet sulla forza epipolica. *Cimento.*

1846. Nota sulla termo-elettricità del mercurio. *Ibid.*

1847. Sul circuito galvanico. *Ibid.*

1850. Sulla propagazione della corrente elettrica nell' interno di una sfera. *Annali di Tortolini.*

1851. Memoria sulle polarità galvaniche secondarie e sull' influenza del calore nella propagazione della corrente elettrica nei liquidi. *Annali delle Università Toscane.*

» Saggio di una spiegazione dei fenomeni d' induzione elettro-dinamica. *Ibid.*

1852. Mémoire sur l' induction électro-dinamique. *Annales de chimie et physique.*

1853. Note sur les phén. d'induction. *Ibid.*

» Saggio di un' applicazione del Calcolo alle correnti indotte dal magnetismo in movimento. *Annali di Tortolini.*

» Sopra i fenomeni d'induzione della bottiglia di Leyda. *Ibid.*

1854. Sulla teoria matematica delle correnti indotte in un corpo di forma qualunque. *Ibid.*

» Sulla propagazione della corrente in una sfera. *Ibid.*

» Sulla teoria matematica della induzione elettrodinamica. *Annali Univ. Toscane.*

» Terza memoria sull' induzione. *Ibid.*

1855. Ricerche sulle leggi generali della induzione elettrodinamica. *Nuovo Cimento.*

» Sur les courants induits par la rotation d'un conducteur autour d'un aimant. *Annales de Chimie et Physique.*

» Esperienze sopra un caso di correnti indotte, nel quale sarebbero nulle le forze elettro-dinamiche esercitate dal conduttore inducente sopra l'indotto qualora fosse percorso da una corrente. *Nuovo Cimento.*

1856. Sulla legge di Lenz, e sopra alcune recenti esperienze del prof. Matteucci sull'induzione elettrodinamica. *Ibid.*

» Sulle leggi delle scariche indotte dalla bottiglia di Leyda. *Ibid.*

» Osservazioni sopra l'interpretazione di alcune esperienze moderne di elettrostatica. *Ibid.*

1857. Memoire sur la loi de Lenz. *Annales de Chimie et physique.*

» Exp. sur un cas d'induction aù serait nulle l'action électro-dyn. exercée par l'aimant inducteur, si le circuit était traversé par un courant. *Ibid.*

1859. Sur la cause des courants que l'on obtient dans un circuit dont les bouts immobiles s'appuient sur un conducteur tournant autour de l'axe d'un aimant cylindrique. *Ibid.*

» Sulla spiegazione del diamagnetismo, partendo dalla teoria dell'induzione elettro-dinamica. *Nuovo Cimento.*

» Esperienza sopra un caso singolare della induzione elettro-dinamica. *Ibid.*

» Nota sopra una osservazione del Sig. A. De la Rive ad una delle esperienze fondamentali della teoria dell'indubzione elettro-dinamica. *Ibid.*

» Esperienze che dimostrano che quando un corpo ruota sotto la influenza di una calamita, la forza che, in virtù delle correnti indotte, si sviluppa tra la calamita e il corpo indotto, è repulsiva ed attrattiva a seconda della direzione del moto rotatorio, ma che la intensità della forza ripulsiva, nel primo caso, è maggiore della attrattiva che ha luogo nel secondo. *Ibid.*

1862. Esperienze sulla velocità della elettricità e sulla durata della scintilla. *Ibid.*

1862-63. Expériences sur la vitesse de l'électricité et sur la durée de l'étincelle. *Annales de Chimie et physique.*

1863. Nuove esperienze sopra la velocità della elettricità e sulla durata della scintilla. *Nuovo Cimento.*

1863-64. Cenni di alcune esperienze di elettricità. *Ibid.*

» Cenni di alcune esperienze di elettricità. *Ibid.*

1865-66. Cenni di alcune esperienze di elettricità. *Ibid.*

1866. Nuova esperienza sopra la velocità della elettricità e sulla durata della scintilla. *Annali Univ. Tosc.*

1866. Sopra alcune esperienze di elettricità. *Nuovo Cimento.*

1867. Esperienze, per determinare la legge di oscillazione di un corpo elastico. *Annali Univ. Toscane.*

1871-72. Sulle azioni elettriche dei corpi non conduttori soggetti all'influenza di un corpo elettrizzato. *Nuovo Cimento.*

1873. Esperienze sul tempo impiegato da un coibente per ritornare allo stato naturale. *Ibid.*

» Esperienze sulla forza elettro-motrice indotta da un solenoide chiuso. *Ibid.*

1874. Sopra un nuovo interruttore e sul suo uso in alcune esperienze d'induzione. *Ibid.*

» Modificazioni all'interruttore galvanico. *Ibid.*

1875. Exposé de quelques exp. qui interessent la théorie de l'induction. *Journal de Physique.*

» Un'altra esperienza sulla ruotazione del conduttore radiale. *Nuovo Cimento.*

1876. Sull'azione esercitata da un dielettrico in moto sopra un corpo elettrizzato. *Ibid.*

» Notizie sulla vita e sugli scritti di Carlo Matteucci. *Memorie della Società dei XL.*

1882. Sopra un'esperienza di Ampère. *Nuovo Cimento* e *Journal de Physique.* 1883.

1884. Appunti per lezioni di fisica sperimentale. Pisa, Pieraccini.

» Un'esperienza da lezione. *Nuovo Cimento.*

1888. Sul potenziale di un conduttore in movimento sotto la influenza di un magnete. *Nuovo Cimento.*

MAGNETIZZAZIONE DEI LIQUIDI COL CAMBIARE DELLA TEMPERATURA.

Memoria del Dott. G. PIAGGESI [1]).

Le ricerche fatte sulle proprietà magneto-chimiche della materia mostrano che tale studio è ancora al suo inizio; i lavori esistenti presentano infatti, anche dal punto di vista descrittivo, delle divergenze continue che non lasciano arrivare ad alcuna conclusione sicura [2]). È necessario quindi fare ulteriori investigazioni con metodi possibilmente più esatti di quelli già usati, a fine di appianare le diversità dei risultati e procedere alla ricerca di nuove relazioni.

Così, secondo Du Bois, Eaton, Ettinsghausen, Wiedemann, Jäger, St. Mayer, Townsend, la suscettibilità magnetica dei liquidi, dei sali disciolti e dei gas, sarebbe costante col variare della intensità del campo; o pure le variazioni sarebbero così piccole da differire insensibilmente dagli errori di osservazione e da sfuggire quindi allo sperimentatore.

Zilow e Quincke giungerebbero invece a conclusioni contrarie: la suscettibilità verrebbe a cambiare per liquidi diversi e in special modo per le soluzioni di cloruro ferrico.

Ma oltre a queste, esistono ben altre divergenze più importanti: infatti non si è riusciti ancora a determinare con precisione la suscettibilità dell'acqua, che forma la base di tutte le determinazioni magneto-chimiche assolute; sarebbe dunque importante di conoscerne con esattezza il valore, come bisognerebbe conoscere quello relativo ad alcuni altri solventi (alcool, etere, solfuro di carbonio, ecc.). Inoltre G. Quincke, Curie, Townsend, non riscontrarono nessuna variazione nel diamagne-

1) Lavoro eseguito nell' Istituto di Fisica dell' Università di Pisa, diretto dal Prof. A. Battelli.

2) Per la bibliografia vedere l'articolo del Du Bois: Rapports Congrès Int. de Phys. Vol. 2., p. 488; Paris 1900.

tismo dell' acqua al variare della temperatura, mentre tale variazione fu osservata da Du Bois, Jäger e Mayer.

Ma neppure questi ultimi concordano poi nel valore della suscettibilità k e nel coefficiente di temperatura. Du Bois trova infatti:

$$k = -0,837\,[1 - 0,0025\,(t - 15^{\circ})].\,10^{-6}$$

mentre Jäger e Mayer trovano:

$$k = -0,689\,(1 - 0,0016\,t)\,10^{-6}:$$

formole che danno per ciascuna temperatura valori diversi.

Per le soluzioni dei sali magnetici è ammesso universalmente che la suscettibilità cambi con la temperatura, e a tal proposito Curie, da uno studio fatto su alcuni corpi paramagnetici quali l' ossigeno, il palladio, l'aria e una soluzione di solfato di ferro nell' acqua, e appoggiandosi inoltre ai risultati di Wiedemann e Plessner, stabilì che, come per l'ossigeno, la suscettibilità delle soluzioni dei sali paramagnetici dovesse variare in ragione inversa della temperatura assoluta; cioè si dovesse avere:

$$k\,.\,\theta = C.$$

dove C è una costante dipendente dalla natura chimica della sostanza.

Questa legge del Curie costituisce il passo più importante in quest' ordine di studi; ma il numero di corpi da lui cimentati è forse troppo esiguo e, d' altra parte, i risultati di Wiedemann e Plessner, sono ottenuti con metodi tutt' altro che perfetti. Essi infatti usarono un campo unipolare che poteva determinarsi con poca esattezza e non si difesero totalmente dalle perturbazioni dovute alle correnti d' aria, come si legge nello stesso Wiedemann e come notarono Jäger e Mayer; inoltre Jäger e Mayer, a proposito dei valori dei coefficienti di temperatura da essi ottenuti per le soluzioni dei sali paramagnetici, osservano che questi variano da — 0,00233 a — 0,00322 e che queste variazioni sono dovute all' incertezza delle loro determinazioni.

Quindi può nascere dubbio sulla validità di detta legge e una ricerca in questo indirizzo si presenta perciò come particolarmente importante.

Io mi vi sono accinto, e all' uopo ho adottato una disposizione sperimentale che permette una maggiore sensibilità ed una maggiore esattezza di quelle usate prima d' ora.

Metodo di misura.

Fra i vari metodi quello di Quincke appare come il più comodo e preciso. Infatti, così quelli di Wiedemann e di Becquerel, come quello della bilancia d' induzione, hanno già patito gravi critiche sia riguardo all' uso di campi unipolari, sia riguardo al metodo di misura in sè, o sia perchè mal si adatterebbero allo studio della variazione della suscettibilità col cambiare della temperatura.

È certo che anche il metodo di Quincke, senza speciali precauzioni. può condurre a gravi errori, e tanto più se si vogliono forti innalzamenti del menisco: perchè questo allora può andare ad occupare regioni del campo di diversa intensità, senza contare che in tal caso si richiedono canne capillari onde permettere un forte avvicinamento delle espansioni polari dell'elettrocalamita, e che quindi viene impedito un facile scorrimento del liquido e un'esatta determinazione della temperatura. Perciò Jäger e Mayer cercarono di migliorare il metodo per eliminare cotali inconvenienti, convertendo le letture di un dislivello in quelle di una pressione. Se non che nel loro apparecchio, come ho potuto constatare quando adoperavo la loro disposizione in uno studio prelimiaare, sono introdotti altri errori forse più gravi dei sopra ricordati da loro stessi riconosciuti in parte e derivanti principalmente dalle variazioni inevitabili di temperatura e pressione dell' ambiente.

Così fui costretto a pensare ad un nuovo apparecchio, il quale fortunatamente risponde assai bene ai bisogni del mio studio.

In esso, anzichè leggere direttamente il dislivello in un tubo ad U, si misura il volume della colonna di liquido corrispondente al dislivello stesso.

M N (fig. 1) è il tubo ad U destinato a contenere il liquido da studiare; di esso il ramo N è posto fra i poli di

una potente elettrocalamita in modo che il menisco del liquido occupi il centro del campo magnetico. Di contro al ramo M, che giace fuori del campo, è posto un microscopio munito di micrometro col quale viene determinata esattamente la posizione del menisco in questo ramo. Al tubo ad U, in A, è saldata la canna A B R che si ripiega in B ad angolo retto, essendo l'innesto fatto in modo che il ramo A B giaccia nel piano del tubo ad U, e che B R sia normale a questo piano.

La canna capillare R C D, piegata in C d' un angolo di circa 120°, per render più comodo l'apparecchio, è riunita alla canna A B R mediante il rubinetto a tre vie R, in maniera che il ramo R C sia parallelo ad A B e che il piano della R C D sia parallelo a quello del tubo ad U.

La canna A B R porta intercalato nel ramo A B il rubinetto a tre vie R_1. Infine il tubo ad U ha nel fondo del ramo M il rubinetto R_2, che serve solo per lo scarico del tubo, e la

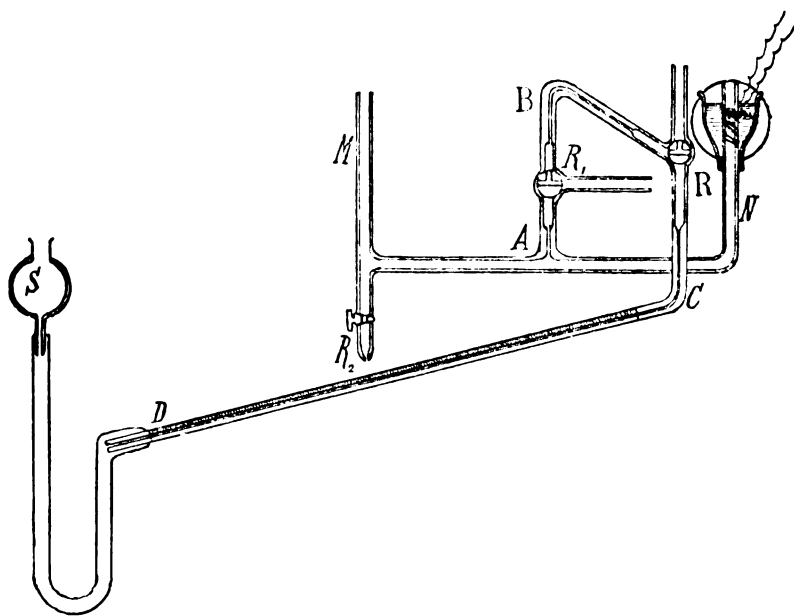



Fig. 1.

canna capillare C D è riunita mediante un tubo di caoutchouch alla sferetta S, destinata a contenere del mercurio.

L'apparecchio è montato sopra un apposito sostegno munito di viti calanti in modo che il tubo ad U possa disporsi in un piano verticale; e il tutto viene collocato sopra un tavolo, ove trovasi l'elettrocalamita.

Con quest'apparecchio si possono studiare sia i liquidi che non attaccano, sia quelli che attaccano il mercurio.

Nel primo caso il riempimento dell'apparecchio si fa molto facilmente: alzando la sferetta S si spinge il mercurio nella canna capillare D C R fino al rubinetto R; indi, per mezzo dei rubinetti R_1 e R si fa comunicare simultaneamente il tubo ad U col ramo A B R e questo con l'esterno, e da uno qualunque dei rami di detto tubo vi si versa il liquido da studiare, che poi si fa salire per il ramo A B R fino al di sopra del rubinetto R: producendo, se occorre, un'aspirazione all'estremità del ramo R C.

Ciò fatto, si abbassa il serbatoio S e si pone in comunicazione mediante il rubinetto R, soltanto la canna R C con la B R: in tal modo il liquido entra nella canna R C. Con una pipetta poi si può aggiungere o togliere del liquido da un ramo qualunque del tubo ad U, fino a portare il menisco a una posizione voluta: così l'apparecchio è pronto per le misure.

Nel caso in cui il liquido da studiare attacchi il mercurio, è necessario interporre fra questi due un terzo liquido che non reagisca nè si mescoli con nessuno dei due, e che *inoltre* sia più leggero di essi.

A ciò serve l'olio di vasellina.

In questo caso si riempie di mercurio la canna capillare DCR fino al rubinetto R; indi si versa dell'acqua distillata nell'estremità del ramo C R, che sovrasta il rubinetto, e così, aprendo questo e abbassando il serbatoio S, si permette che una certa quantità d'acqua passi nella canna DC R: e ciò per evitare che l'olio di vasellina penetri nella canna C D. Dipoi, mediante i rubinetti R e R_1, si fa comunicare soltanto con l'esterno il tratto R B R_1; allora facendo pescare, per mezzo di un tubo di gomma, il piccolo ramo del rubinetto R_1 in un bicchierino contenente olio di vasellina, si aspira dall'estremo sovrastante il rubinetto R e si riempie d'olio il tratto R B R_1 fino al disopra di R stesso.

Si girano poi i rubinetti R ed R_1 in modo da far comunicare soltanto R B R_1 con R C e il tubo ad U con l'esterno. Ciò fatto, si versa in questo il liquido da studiare fino a che non sgorghi dal rubinetto R_1; e infine sempre col rubinetto R_1, si mette in comunicazione R B R_1 col tubo ad U, aggiungendo o togliendo in seguito altro liquido tanto da portare il menisco alla posizione voluta.

L'apparecchio allora è pronto per le esperienze.

Messo a posto l'apparecchio, ogni volta che si genera il campo magnetico si produce nel tubo ad U un dislivello del liquido. Secondochè il liquido in esame è magnetico o diamagnetico, si osserva un abbassamento od un innalzamento del menisco nel ramo M; questo menisco viene ricondotto alla posizione primitiva alzando od abbassando il serbatoio S in modo da aggiungere o togliere al tubo ad U un certo volume di liquido.

Ciò vien raggiunto con precisione osservando col microscopio il menisco, che viene fortemente illuminato da una lampadina posta al di là del ramo M ad una distanza di circa un metro.

Si legge allora sulla canna DC il volume del mercurio spostato. Un egual volume di liquido è entrato od è uscito dal tubo ad U: ad esso è dovuto il dislivello tra il menisco del ramo M e quello del ramo N; e per il fatto che nel ramo M il menisco è ritornato alla posizione primitiva, questo volume si può considerare come aggiunto o tolto al ramo N.

Detta s la sezione di questo ramo, h il dislivello, l la lunghezza della colonna di mercurio aggiunta o tolta alla canna capillare e σ la sezione di questa, si ha:

$$h\,s = l\,\sigma\,;$$

e quindi per la formula del Quincke, la suscettibilità magnetica del liquido risulta uguale a:

$$k = \frac{2\,g\,d\,h}{H^2} = \frac{2\,\sigma\,g}{s} \cdot \frac{l\,d}{H^2}\,,$$

dove H è l'intensità del campo, d la densità del liquido e g l'accelerazione di gravità.

La sezione s del ramo N, relativa alla regione occupata dal menisco, eseguita la calibrazione, risultava di cm² 0,84133.

La canna capillare C D era stata divisa in millimetri per una lunghezza di m. 1,20, e poi calibrata; coi resultati della calibrazione fu descritta una curva che mi permetteva di conoscere esattamente il volume del liquido compreso fra due date divisioni della canna.

La sezione media di questa risultava di cm² 0,0014634, cosicchè fra σ ed s si aveva un rapporto di $^1/_{575}$; e poichè nella canna capillare si facevano le letture dello spostamento a meno di 1 mm., così il dislivello si poteva valutare fino a $^1/_{575}$ di mm.

Apparecchio di riscaldamento.

Per il riscaldamento si utilizzava il calore svolto dal passaggio di una corrente in una spiralina, che avvolgeva il ramo N in tutta la regione immersa nel campo magnetico.

Per questo si ricopriva il ramo N, per il tratto di vari centimetri al di sopra e al di sotto della posizione occupata dal menisco, con un foglio di amianto sul quale si avvolgeva la spiralina.

Allo scopo di evitare possibili perturbazioni del campo magnetico per il passaggio della corrente nella detta spirale, questa era avvolta in doppio come si usa nei campioni di resistenza.

Al disopra della spiralina si avvolgeva un secondo foglio di amianto e il tutto era circondato dal petrolio contenuto in un recipiente di vetro V (fig. 2), di forma schiacciata, in maniera da non impedire un sufficente avvicinamento delle espansioni polari dell' elettrocalamita.

Nel circuito della spiralina veniva inserito un reostato a fine di poter regolare opportunamente il riscaldamento.

Per la determinazione della temperatura del liquido su cui sperimentavo, poichè non potevo durante le misure della suscettibilità magnetica tenere immerso in esso un termometro, dovetti ricorrere a verifiche preliminari e ad un metodo indi-

retto. A tale scopo, pur immergendo un termometro nel liquido in istudio e un altro nel petrolio, cominciai anzitutto col determinare la relazione che passava durante il riscaldamento fra la temperatura del primo liquido e quella del secondo. Potei così constatare che quando s' incominciava e si continuava a far passare attraverso la spiralina una corrente d' intensità costante, quantunque le temperature indicate da ambedue i termometri andassero gradatamente crescendo, pure la differenza fra queste si manteneva costante fin quasi dal principio del riscaldamento; questa differenza, quando la temperatura ambiente non variava sensibilmente, dipendeva soltanto dalla intensità di corrente adoperata.

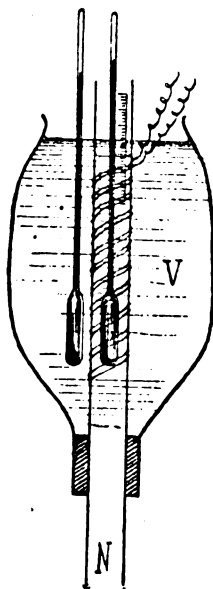



Fig. 2.

Ciò apparisce chiaro dalla seguente tabella nella quale è riportato una parte di tre serie successive di determinazioni relative a tre valori differenti d' intensità della corrente. T_1 e T_2 indicano rispettivamente le temperature del liquido in istudio e quelle del petrolio.

Intensità in Ampère	T_1	T_2	$T_1 - T_2$	Istante delle letture
1,5	18°,3	18°,3	0°	7^h
»	25, 5	18, 7	6, 8	7^h 10^m
»	32, 4	25, 4	7	7 20
»	37, 8	30, 7	7, 1	7 30
1,8	60°,1	49°,5	10°,6	11 15
»	62, 0	51, 5	10, 5	11 25
»	63, 8	53, 3	10, 5	11 40
2,8	92°,5	75°,0	17°,5	14 30
»	94, 7	77, 3	17, 4	14 45
»	96, 8	79, 5	17, 3	15 00

Verificato ciò, la determinazione della temperatura del liquido in istudio durante le misure di suscettibilità magnetica si rendeva assai facile. Bastava infatti che per tutta la durata delle singole serie di misure — che si eseguivano a temperature sempre crescenti — si facesse passare attraverso alla spiralina una corrente d'intensità costante. Servendosi allora dei due termometri, e un po' prima che la temperatura del liquido su cui si sperimentava avesse raggiunto il grado richiesto per la prima misura di suscettibilità, si determinava la differenza costante di temperatura che durante il riscaldamento si stabiliva fra questo liquido e il petrolio; dopo di che, lasciando il solo termometro immerso nel petrolio, si passava alle misure di suscettibilità per le quali si assumeva come temperatura del liquido quella letta nello stesso istante in questo termometro, aumentata della differenza di temperatura determinata precedentemente.

Campo magnetico e sua misura.

L'elettrocalamita che mi serviva nelle esperienze è del tipo Weiss [1]) e fu costruita nell'officina dell'Istituto di Fisica di questa Università.

Essa è fornita di diverse coppie di espansioni polari con una delle quali si può raggiungere una intensità di campo di 40,000 unità C. G. S.

La misura dell' intensità del campo fu fatta usando il metodo di Verdet. Il galvanometro balistico che mi serviva era un Thomson e, per poter evitare l' influenza della elettrocalamita, fu disposto lontanissimo da essa. Il rocchettino esploratore del campo era portato da un piccolo apparecchio che gli permetteva di ruotare esattamente di 180° in un tempo molto breve. Per poter ottenere l'intensità del campo in funzione della corrente, smagnetizzavo l' elettrocalamita seguendo il metodo delle inversioni successive con correnti decrescenti, facevo variare durante le esperienze, la corrente magnetizzante da

(1) Ecl. Elect. vol. 15, (2), p. 481.

— 12 a + 12 e da + 12 a — 12 ampère e facevo le misure nel periodo crescente da 0 a 12.

Le determinazioni furon eseguite per ogni tipo di espansioni polari e per distanze diverse tra esse.

L' intensità della corrente poi era misurata con un amperometro Weston, graduato in decimi di ampère.

Coi resultati ottenuti furon descritte delle curve che mi davano subito l' intensità del campo, in funzione di quella distanza e della intensità della corrente.

Misure sui liquidi.

I liquidi sui quali ho sperimentato sono: l'acqua e soluzioni nell' acqua, variamente concentrate, di sali di ferro, di manganese, di cobalto e di nichelio.

Do brevemente i resultati.

Acqua.

Per l' importanza che presentava lo studio del comportamento diamagnetico dell' acqua ho posto ogni cura nella purificazione del liquido, sottoponendolo a replicate distillazioni.

Le esperienze vennero eseguite per quattro valori dell' intensità del campo magnetico, fra 3600 e 8470 unità C. G. S.

Per l' intensità di 7460 e 8470 unità C. G. S. le determinazioni furono eseguite per quattro temperature comprese fra 23° e 86° C. A ciascuna temperatura furono fatte almeno sei misure e dei valori ottenuti fu presa la media che comparisce nelle tabelle seguenti. Durante le esperienze si ebbe cura speciale di mantenere costante l' intensità del campo.

Nelle tabelle seguenti T indica la temperatura dell' acqua, l la lunghezza in centimetri della colonna di mercurio compensante, lunghezza corrispondente alla sezione media della canna capillare, e k il valore della suscettibilità, calcolata con la formula :

$$k = \frac{2\, g\, d\, \sigma\, l}{H^2 \,.\, s}$$

e ridotto al vuoto, togliendo in base al principio di E. Becquerel, ai valori assoluti nell' aria il 4 %₀, come risulta dalle esperienze di Curie. I valori di δ corrispondono ai coefficienti di temperatura calcolati con la formula:

$$k_{t_1} = k_t \left[1 + \delta \left(t_1 - t\right)\right] \tag{3}$$

per gl' intervalli di temperatura compresi fra le temperature successive alle quali si sperimentava.

TABELLA I.

$H_{C.G.S.} = 7460$

T	l	$k \cdot 10^6$	δ
23°,3	13,23	—0,7776	
			—0,00189
43,7	12,82	—0,7461	
			—0,00195
61,2	12,33	—0,7207	
			—0,00172
85,2	11,79	—0,6909	

TABELLA II.

$H_{C.G.S.} = 8470$

T	l	$k \cdot 10^6$	δ
23°,7	16,82	—0,7674	
			—0,00190
42,3	16,34	—0,7401	
			—0,00178
62,7	15,88	—0,7133	
			—0,00186
85,4	15,36	—0,6828	

Per l' intensità del campo di 4600 e 3600 unità C. G. S., l'esperienze furono eseguite solo alla temperatura ambiente, per il fatto che le variazioni di l con la temperatura erano così piccole da non permettere misure esatte per i coefficienti di temperatura.

Nella tabella seguente l è il valor medio di dieci determinaziani eseguite per ciascuna intensità di campo.

TABELLA III.

$H_{C.G.S.}$	T	t	$k \cdot 10^6$
3600	23,2	3,05	—0,7691
4600	22,8	4,99	—0,7725

I valori di δ segnati nelle prime due tabelle si possono ritenere entro i limiti degli errori sperimentali, uguali fra loro e ciò conferma il fatto già trovato da Du Bois e da Jäger e Mayer e che la dipendenza tra la suscettibilità magnetica dell'acqua e la temperatura si può rappresentare con una relazione lineare.

Però i miei risultati assegnano alle costanti che entrano in questa relazione valori notevolmente diversi da quelli trovati dai detti fisici. Infatti le mie esperienze indicano che per temperature comprese fra 23° e 86° C. la suscettibitità magnetica dell' acqua è data da:

$$k = -0,804 \, (1 - 0,00175 \, . \, t) \, 10^{-6}$$

mentre la formola di Du Bois, ridotta alla stessa forma della mia, è:

$$k = -0,868 \, (1 - 0,024 \, . \, t) \, 10^{-6}$$

e quella di Jäger e Mayer:

$$k = -0,689 \, (1 - 0,0016 \, . \, t) \, 10^{-6}.$$

La discordanza maggiore tra i miei risultati e quelli del Du Bois stà nel coefficiente di temperatura, elemento che veramente il Du Bois non curò di determinare con esattezza.

Egli infatti non essendosi occupato di questa determinazione che incidentalmente, non si servì che di tre sole determinazioni, e inoltre, da quanto egli stesso riferisce, non appare che egli abbia usato tutte le dovute cautele per la misura.

Quanto poi alle divergenze tra i miei risultati e quelli dei Signori Jäger e Mayer, è probabile che essa derivi dai difetti inerenti al metodo di misura da essi seguito, come fu osservato dicendo del metodo di misura.

Del resto la mia formula, oltre al rappresentare bene i miei risultati, rappresenta pure quelli che gli altri sperimen-

tatori avevano trovato alla temperatura ordinaria. Infatti calcolando con essa il valore di k_{18°, si ottiene:

$$k_{18^\circ} = -0,7725 \cdot 10^{-6},$$

valore che, come si rileva dalla tabella seguente, è in sufficiente accordo con quelli ottenuti dagli altri sperimentatori.

Temperatura 18° C.	Valore di k ridotto al vuoto
G. Quincke	$k = -0,793\ 10^{-6}$
S. Henrichsen	» $-0,723$ »
P. Curie	» $-0,787$ »
J. Townsend	» $-0,731$ »
A. Fleming e Dewar	» $-0,740$ »
J. Koenigsberger.	» $-0,785$ »

Sali di ferro.

I sali di ferro da me adoperati erano chimicamente puri, come io stesso ho constatato, e di essi furono sperimentati il cloruro ferrico, il solfato ferroso e il nitrato ferrico.

Per ciascuno di questi sali furono studiate tre soluzioni acquose, a quattro temperature comprese fra 23° e 85° C. e per ciascuna di queste temperature e per determinate intensità del campo, furono eseguite almeno sei determinazioni per i valori di k.

Nelle tabelle IV, V....X sono le medie dei risultati delle osservazioni eseguite per ogni temperatura; in queste tabelle T indica la temperatura centigrada, θ la corrispondente temperatura assoluta, l la lunghezza della colonna compensante debitamente corretta.

I valori di k corrispondono ai valori della suscettibilità magnetica ridotta al vuoto. Tale riduzione fu ottenuta aggiungendo ai valori assoluti di k nell'aria l'espressione $\frac{0,0322}{d}$, dove $0,0322.10^{-6}$ è la suscettibilità dell'aria a 20° C, e d è la densità della soluzione.

I valori di δ indicano al solito i coefficenti di temperatura calcolati con la formula.

Nelle tabelle sono indicate, oltre l' intensità H del campo, la densità della soluzione alla temperatura ambiente, e il peso in grammi di sale anidro contenuto in 100 gr. di soluzione.

Cloruro ferrico.

Tabella IV.

44 % di sale

$H_{C.G.S.} = 2930$ $d = 1,4338$

T	θ	l	$k.10^6$	δ	$θ.k.10^6$
24,1	297,1	89,65	51,090	—0,00287	15178
40,3	313,3	85,48	48,715	—0,00255	15262
60,5	333,5	81,07	46,205	—0,00303	15402
84,2	357,2	75,33	42,935		15336

Tabella V.

21,14 % di sale

$H_{C.G.S.} = 4600$ $d = 1,1761$

T	θ	l	$k.10^6$	δ	$θ.k.10^6$
23,5	296,5	104,94	19,920	—0,00297	5906
41,6	314,6	99,34	18,851	—0,00289	5930
60,3	333,3	93,91	17,832	—0,00263	5942
85,1	358,1	87,79	16,671		5969

Tabella VI.

12,86 % di sale

$H_{C.G.S.} = 4100$ $d = 1,095$

T	θ	l	$k.10^6$	δ	$θ.k.10^6$
24,3	297,3	56,90	12,671	—0,00284	3767
39,8	312,8	54,39	12,113	—0,00293	3788
60,2	333,2	51,13	11,389	—0,00255	3794
83,7	356,7	48,05	10,706		3818

Solfato ferroso.

Tabella VII.

20,52 % di sale

$H_{C.G.S.} = 3600$ $d = 1,2188$

T	θ	l	$k . 10^6$	δ	$\theta . k . 10^6$
24,0	297,0	75,59	24,275	—0,00299	7209
40,5	313,5	71,86	23,077	—0,00301	7234
60,3	333,3	67,57	21,702	—0,00274	7249
85,5	358,5	62,90	20,203		7242

Tabella VIII.

12,95 % di sale

$H_{C.G.S.} = 4100$ $d = 1,1397$

T	θ	l	$k . 10^6$	δ	$\theta . k . 10^6$
24,4	296,4	54,04	12,525	—0,00309	3703
41,3	314,3	51,21	11,871	—0,00291	3731
60,5	333,5	48,34	11,207	—0,00280	3735
86,2	359,2	44,86	10,401		3736

Tabella IX.

8,43 % di sale

$H_{C.G.S.} = 7460$ $d = 1,0840$

T	θ	l	$k . 10^6$	δ	$\theta . k . 10^6$
23,5	296,5	102,09	6,812	—0,00275	2019
41,3	314,3	97,06	6,478	—0,00292	2036
60,7	333,7	91,53	6,111	—0,00247	2039
83,3	356,3	86,40	5,770		2055

Nitrato ferrico.

TABELLA X.

42,819 % di sale

$H_{C.G.S.} = 4100$ $d = 1,3730$

T	θ	l	k . 10⁶	δ	θ . k . 10⁶
24,2	297,2	98,71	27,521	—0,00278	8179
40,3	313,3	94,28	26,289	—0,00291	8236
61,5	344,5	88,46	24,667	—0,00259	8251
84,7	357,7	83,14	23,185		8293

TABELLA XI.

19,512 % di sale

$H_{C.G.S.} = 4600$ $d = 1,1565$

T	θ	l	k . 10⁶	δ	θ . k . 10⁶
23,5	296,5	54,14	10,121	—0,00284	3000
40,8	313,8	51,47	9,623	—0,00279	3019
62,1	335,1	48,41	9,052	—0,00293	3033
83,4	356,4	45.37	8,487		3024

TABELLA XII.

7,325 % di sale

$H_{C.G.S.} = 7460$ $d = 1,0543$

T	θ	l	k . 10⁶	δ	θ . k . 10⁶
23,7	296,7	49,77	3,247	—0,00298	963
41,2	314,2	47,13	3,077	—0,00301	966
60,5	336,5	44,36	2,898	—0,00263	975
85,4	358,4	41,42	2,703		970

Per le soluzioni dei tre sali di ferro da me studiati, i risultati ci dicono che la variazione di k con la temperatura è

pressochè lineare. Infatti i coefficienti di temperatura δ, sono pressochè uguali. Essi sono inoltre dello stesso ordine di grandezza dei coefficienti di dilatazione dei gas.

Inoltre, i valori di $\theta . k . 10^6$ mostrano come, per le dette soluzioni, si verifica quanto Curie trovò per l' ossigeno e per una soluzione acquosa di solfato di ferro, che, cioè, il prodotto della suscettibilità magnetica per la temperatura è costante per ciascuna soluzione.

Le tabelle precedenti infine confermano che la suscettibilità di una soluzione cresce proporzionalmente al contenuto per cento di sale anidro.

Sali di manganese.

Anche i sali di manganese da me adoperati erano chimicamente puri. Per le esperienze fu scelto il cloruro, il solfato e il nitrato manganoso, e per ciascuno di questi sali furon fatte poi tre soluzioni nell' acqua. Le determinazioni di k furono eseguite, per condizioni di temperatura e per numero, allo stesso modo che per i sali di ferro.

Nelle tabelle XIII,...XXI sono segnati i resultati ottenuti dallo studio delle dette soluzioni; i simboli che compariscono hanno lo stesso significato di quelli delle tabelle dei sali di ferro.

Cloruro manganoso.

Tabella XIII.

40 % di sale

$H_{C.G.S.} = 2100$ $d = 1,421$

T	θ	l	$k . 10^6$	δ	$\theta . k . 10^6$
23,5	296,5	65,68	72,212	—0,00265	21410
40,7	313,7	62,69	68,920	—0,00289	21620
61,3	331,3	58,95	64,817	—0,00291	21473
84,9	357,9	54,90	60,365		21604

Tabella XIV.

19,1 % di sale

$H_{C.G.S.} = 3640$ $d = 1,178$

T	θ	l	$k.10^6$	δ	$θ.k.10^6$
25,1	298,1	80,37	29,354	—0,00297	8750
40,7	313,3	76,49	27,994	—0,00303	8770
60,3	333,3	71,92	26,331	—0,00251	8776
84,5	357,5	67,49	24,706		8832

Tabella XV.

8,21 % di sale

$H_{C.G.S.} = 4100$ $d = 1,071$

T	θ	l	$k.10^6$	δ	$θ.k.10^6$
24,5	297,5	52,92	11,531	—0,00301	3430
41,3	314,3	50,24	10,948	—0,00245	3440
60,7	333,7	47,84	10,427	—0,00296	3479
83,4	356,4	44,61	9,724		3465

Solfato manganoso.

Tabella XVI.

27,051 % di sale

$H_{C.G.S.} = 3200$ $d = 1,3031$

T	θ	l	$k.10^6$	δ	$θ.k.10^6$
23,7	296,6	87,30	37,916	—0,00307	11246
40,8	313,8	82,71	35,925	—0,00275	11273
61,5	334,5	78,00	33,880	—0,00322	11333
85,4	358,4	71,33	31,272		11207

TABELLA XVII.

16,911 °/₀ di sale

$H_{C.G.S.} = 4100$ $d = 1,1795$

T	θ	l	$k.10^6$	δ	$\theta.k.10^6$
24,7	297,7	91,17	21,847	—0,00268	6503
41,4	314,3	87,11	20,875	—0,00281	6560
62,2	333,2	82,48	19,776	—0,00301	6585
84,9	357,9	76,34	18,296		6548

TABELLA XVIII.

6,717 °/₀ di sale

$H_{C.G.S.} = 4600$ $d = 1,0601$

T	θ	l	$k.10^6$	δ	$\theta.k.10^6$
24,3	297,3	39,50	6,780	—0,00285	2015
42,7	315,7	37,39	6,420	—0,00301	2026
61,4	334,4	35,27	6,058	—0,00255	2025
85,2	358,2	33,13	5,691		2038

Nitrato manganoso.

TABELLA XIX.

30,513 °/₀ di sale

$H_{C.G.S.} = 3600$ $d = 1,2910$

T	θ	l	$k.10^6$	δ	$\theta.k.10^6$
24,3	297,3	104,60	35,571	—0,00273	10571
40,5	313,5	99,99	33,998	—0,00298	10658
61,4	334,4	93,76	31,880	—0,00257	10661
83,7	356,7	88,38	30,053		10719

TABELLA XX.

13,371 % di sale

$H_{C.G.S.} = 4100$ $d = 1,1090$

T	θ	l	k . 10⁶	δ	θ . k . 10⁶
24,5	297,5	57,98	13,075	—0,00259	3889
41,7	314,7	55,39	12,492	—0,00301	3931
61,8	334,0	52,03	11,737	—0,00271	3920
83.9	356,9	48,91	11,034		3938

TABELLA XXI.

8,212 % di sale

$H_{C.G.S.} = 4600$ $d = 1,0681$

T	θ	l	k . 10⁶	δ	θ . k . 10⁶
25,1	298,1	39,62	6,851	—0,00270	2042
41,1	314,1	37,90	6,555	—0,00247	2058
61,3	334,3	36,00	6,228	—0,00285	2076
85,1	358,1	33,54	5,805		2078

I valori di δ, k e $\theta . k . 10^6$ delle tabelle precedenti mostrano come le soluzioni dei sali di manganese da me studiate, abbiano un comportamento analogo a quello delle soluzioni dei sali di ferro.

Sali di cobalto e di nichelio.

Dei sali di questi due metalli fu studiato il solo cloruro, e per il resto fu fatto nella stessa maniera che per i sali degli altri metalli.

Anche questi sali erano purissimi.

Cloruro di cobalto.

TABELLA XXII.

24,751 % di sale

$H_{C.G.S.} = 4100$ $d = 1,2916$

T	θ	l	$k \cdot 10^6$	δ	$\theta \cdot k \cdot 10^6$
24,1	297,1	104,01	27,281	—0,00287	8105
40,7	313,7	101,01	26,495	—0,00303	8311
61,3	334,3	96,70	24,841	—0,00258	8304
85,7	358,7	88,48	23,213		8325

TABELLA XXIII.

15,126 % di sale

$H_{C.G.S.} = 4600$ $d = 1,1497$

T	θ	l	$k \cdot 10^6$	δ	$\theta \cdot k \cdot 10^6$
23,8	296,8	84,94	16,136	—0,00268	4789
41,2	314,2	80,97	15,383	—0,00277	4833
60,5	333,5	76,64	14,560	—0,90293	4855
84,9	357,9	71,14	13,519		4838

TABELLA XXIV.

9,982 % di sale

$H_{C.G.S.} = 4600$ $d = 1,0905$

T	θ	l	$k \cdot 10^6$	δ	$\theta \cdot k \cdot 10^6$
24,5	297,5	37,92	8,421	—0,00237	2505
40,3	313,3	36,49	8,106	—0,00289	2539
61,2	334,2	34,10	7,575	—0,00261	2631
85,6	358,6	31,92	7,093		2543

Cloruro di nichelio.

TABELLA XXV.

23,422 % di sale

$H_{C.G.S.} = 3600$ $d = 1,2721$

T	θ	l	$k.10^6$	δ	$\theta.k.10^6$
23,5	296,5	40,30	13,521	—0,00307	4008
41,4	314,4	38,09	12,778	—0,00253	4019
60,8	333,8	36,22	12,152	—0,00268	4056
83,4	356,4	34,03	11,416		4068

TABELLA XXVI.

18,50 % di sale

$H_{C.G.S.} = 4100$ $d = 1,1997$

T	θ	l	$k.10^6$	δ	$\theta.k.10^6$
24,2	296,2	36,58	8,932	—0,00291	2645
41,1	314,1	34,78	8,493	—0,00247	2667
61,3	334,3	33,04	8,069	—0,00255	2697
85,1	358,1	31,03	7,579		2714

TABELLA XXVII.

10,127 % di sale.

$H_{C.G.S.} = 7460$ $d = 1,0937$

T	θ	l	$k.10^6$	δ	$\theta.k.10^6$
23,8	296,8	48,26	3,271	—0,00275	970
41,2	314,2	46,04	3,115	—0,00258	990
60,7	333,7	43,70	2,958	—0,00297	987
85,7	358,7	40,43	2,739		982

Pure in queste tabelle i valori di δ, k e $\theta . k . 10^6$ mostrano che anche il cloruro di cobalto e quello di nichelio hanno un comportamento analogo a quello mostrato dai sali di ferro e di manganese.

Conclusioni.

Dalla osservazione delle tabelle relative all' acqua e alle soluzioni dei sali studiati si può concludere che:

1° Per l'acqua il diamagnetismo diminuisce col crescere della temperatura ed è funzione lineare di questa.

2° La suscettibilità magnetica dell' acqua per temperature comprese tra 23° e 86° C. segue la relazione:

$$k = - 0{,}804\,(1 - 0{,}00175\,.\,t)\,.\,10^{-6}.$$

3° La suscettibilità magnetica di una soluzione decresce col crescere della temperatura.

4° I coefficenti di temperatura per le soluzioni studiate sono pressochè uguali fra loro e dello stesso ordine di grandezza del coefficente di dilatazione dei gas.

5° Il prodotto $\theta . k . 10^6$ della suscettibilità magnetica per la temperatura assoluta è uguale ad una costante, il cui valore dipende soltanto dalla natura e dalla concentrazione della soluzione, in accordo con la legge che Curie aveva trovato per l'ossigeno e per una soluzione acquosa di solfato di ferro.

6° Lo stesso prodotto $\theta . k . 10^6$ diminuisce con la concentrazione della soluzione.

INFLUENZA DEL CAMPO ELETTRICO SULL' ELASTICITÀ DEL VETRO.

Nota del Dott. G. ERCOLINI.

Lo studio delle modificazioni che il campo elettrico apporta alle proprietà dei dielettrici è interessante, come l' unico mezzo che permetta di precisare la natura di quello stato particolare che chiamiamo *polarizzazione dielettrica*. Però, mentre si conoscono numerose ricerche intorno al fenomeno Kerr, riguardo alle variazioni che col campo elettrico subisce l' elasticità degli isolanti si hanno, a mia conoscenza, solo alcune esperienze del Quincke [1]) su condensatori formati da tubi lunghi e sottili di vetro. Fissati ad una estremità in posizione verticale, vennero torti o facendo in modo che un ago magnetico ad essi inferiormente collegato riescisse deviato dal meridiano, o torcendo un filo d' acciaio fissato all' altra estremità: all' elettrizzazione delle armature si trovò che l' ago girava verso il meridiano, o il filo d' acciaio si detorceva.

Ma queste esperienze, mentre possono far credere che la diminuzione di torsione molto sensibile osservata fosse dovuta in gran parte all' aumento di lunghezza dei tubi per effetto della carica e al calore che in essi conseguentemente si sviluppa, d'altro canto mi pare possano essere state molto influenzate dalle deformazioni grandi e irregolari (torsioni, flessioni, ...) [2]) che il campo elettrico non bene uniforme produce in condensatori a vetro, poichè mi sembra assai difficile ottenere dei tubi lunghi 1 m. e del diametro da 0,1 a 0,9 mm., quali vennero sperimentati, con pareti di uguale grossezza in tutti i punti; condizione questa tanto necessaria per evitare i dannosi effetti dell' elettrostrizione irregolare in cilindri così esili e lunghi.

La diminuzione di torsione, approssimativamente proporzionale alla differenza di potenziale fra le armature, risultò più

1) Wiedemann. Die Lehre von der Elektricität. Band. 2., p. 152, 1894.
2) Nuovo Cimento Luglio 1901.

piccola per tubi a parete più sottile; ora il fatto che in questi, con ogni probabilità, minori in generale riusciranno le differenze di grossezza, può far pensare che in tubi a parete esattamente regolare tali alterazioni possano anche annullarsi.

Mi parve quindi utile riprendere lo studio dell' azione che il campo elettrostatico esercita sulle proprietà elastiche dei dielettrici, e in questa Nota riferisco le esperienze eseguite sul vetro [1]).

Per evitare gli accennati inconvenienti che in tali ricerche presenta lo studio della torsione, ho esaminato la flessione, trazione e compressione di condensatori cilindrici con armature aderenti; condizioni evidentemente più adatte per questo studio.

Allo scopo di separare gli effetti dovuti alle possibili variazioni di elasticità, da quelli della deformazione causata dal campo, ho creduto opportuno di esaminare l' azione di forze deformatrici sul dielettrico prima quando è allo stato naturale, poi quando si trova in un campo elettrico costante.

Questo è ottenuto mediante la differenza di potenziale che si stabilisce fra due punte tra cui si mantiene un effluvio elettrico continuo per mezzo di una macchina in rotazione uniforme.

La disposizione adottata in tutte le esperienze è la seguente: I due pettini di una Voss, di cui uno è a terra, sono collegati con le armature del condensatore in studio; in derivazione si trovano: uno spinterometro a finissime punte di ottone, un condensatore D costituito da otto grandi boccie di Leyda è l' elettrometro che ho descritto in una Nota precedente [2]).

Con questo ho regolato la distanza fra le punte in modo che la differenza di potenziale fra le armature fosse uguale a quella necessaria a produrre una scintilla di 0,2 cm. tra sfere di ottone ben terse del diametro di 2 cm. La temperatura media in tutto il corso delle esperienze è stata di circa 17° C.

1) Limitandomi alla elasticità di prima specie: dell' influenza su quella susseguente spero occuparmi presto.

2) Nuovo Cimento. Maggio 1902.

Flessione.

Ad una faccia verticale di un grosso e robusto parallelepipedo di legno, rigidamente fissato ad una solida mensola incastrata nel muro, sono raccomandati due coltelli di acciaio *c*, *c'* (fig. 1) i cui spigoli, orizzontali e paralleli, distano di 40 cm. e sui quali si adagia il cilindro da caricare di pesi nel

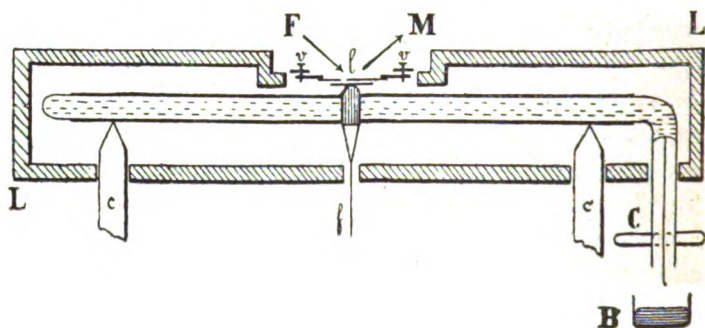



Fig. 1.

suo punto di mezzo. Per evitare ogni rotazione, verso un estremo esso è ripiegato ad angolo retto, e in basso viene ad appoggiarsi contro un cilindro orizzontale di acciaio C, lubrificato con olio.

L' armatura interna del condensatore è costituita da acqua di fonte, che riempie la canna per tutta la sua lunghezza, e nella quale pesca, fino in fondo, un sottilissimo filo di rame argentato che si prolunga al di fuori in uno un po' più grosso, il cui estremo pesca in una bacinella B bene isolata, contenente mercurio in comunicazione coll' armatura interna del condensatore D; l' esterna, sempre al suolo, è di stagnola (lunga 46 cm.) tesa con molta cura e bene aderente.

Una scatola di legno L smontabile racchiude, il più completamente possibile, tutto il condensatore.

La canna adoprata ha il diametro esterno di cm. 0,61 e la sua parete è grossa cm. 0,095: fu scelta in modo da avere grande uniformità di diametro e di grossezza.

Dopo essere stata qualche giorno sugli spigoli, essa mostrò sempre la stessa deformazione per pesi uguali che agissero

per lo stesso tempo, come ebbi ad accertarmene ripetutamente coi due metodi che ho usato nella determinazione della flessione, e che descrivo brevemente.

1° Nel mezzo fra *c* e *c'* il condensatore porta immasticiato un piccolo cavaliere di legno paraffinato a cui è fissata, al di sopra e in posizione orizzontale, una lastrina di vetro, che viene a trovarsi di faccia ad un'altra simile *l* portata da un anello metallico, spostabile mediante le tre viti *v* che impanano in un altro anello di ottone opportunamente e rigidamente fissato. Mediante le *v* si portano le due lastrine ben parallele e vicine, in modo da vedere, col microscopio M, le frangie che si producono alla luce di una fiamma *f* di alcool salato con bromuro di sodio. Appositi schermi impediscono l'irraggiamento tra fiamma, osservatore e apparecchio.

I movimenti delle frangie, uguali all'incirca in tutti i punti di riferimento segnati sulla lastrina inferiore, avvengono gradatamente, purchè il peso flettente non agisca tutto d'un tratto. A questo scopo ogni peso è attaccato a due fili: uno passa per la gola d'una carrucola, l'altro è il prolungamento di quello, *f*, che si avvolge sul condensatore e destinato alla trazione; rilasciando con lentezza il primo, il peso viene gradatamente, e senza scosse, ad agire sull'altro.

Col condensatore adoprato, un peso di 10 g. produce lo spostamento di una frangia. Il modo migliore per rendere minima l'influenza della elasticità susseguente, è di osservare lo spostamento prodotto da un dato peso a condensatore scarico, e ripetere poi l'esperienza alcuni minuti dopo il principio della carica, curando che ogni peso agisca per lo stesso tempo e si eseguisca il suo attacco con le stesse precauzioni.

In nessun caso, anche con pesi di 100 g., sono riuscito a scorgere una differenza apprezzabile e costante fra le due letture.

2° Questo risultato mi ha invogliato a trovare un metodo che, pur non dando direttamente e in misura assoluta gli spostamenti, permettesse però una maggiore sensibilità. Vi sono, credo, riuscito in questo modo: Ho sostituito al cavaliere di legno un anellino di filo di acciaio immasticiato al solito condensatore, e vi ho legato, superiormente, un estremo

di un filo semplice di bozzolo, fissandovelo bene con una gocciolina di mastice. L'altro estremo è fissato nello stesso modo al braccio più corto di una leva di primo genere, costituita da un filo di ottone (grosso circa 1 mm.), lungo circa 4 cm., su cui è infilata, a forte attrito, una striscia di legno verniciato, che, verso gli estremi e al di sotto, porta due punte finissime di ago, distanti fra loro di 3 cm., con le quali si appoggia su due piastrine di vetro spulito masticiate a due solidi sostegni. La lunghezza del filo di bozzolo è 2 mm., e tutto è disposto in modo che l'asse di rotazione del sistema coincida con la tangente orizzontale alla parte inferiore di uno specchio piano attaccato alla striscia di legno. Un cannocchiale con scala verticale fortemente illuminata, posto a circa 3 m. su una mensola incastrata nello stesso muro maestro ove si trova quella dell'apparecchio, permette di apprezzare flessioni piccolissime.

Nel mio caso il peso di 1 g. produce in media uno spostamento nell'imagine della scala di circa 4 divisioni piccole, e si può apprezzare almeno il terzo di divisione.

Alcuni giorni dopo la montatura completa questo sistema d'ingrandimento si è mostrato molto delicato ed esatto; le variazioni a cui va soggetto il filo sono lente e piccolissime, come quelle dovute al calore svolto per effetto della carica.

Neanche con questo metodo ho potuto riscontrare alcuna differenza costante fra le deviazioni a condensatore scarico e quelle a dielettrico polarizzato, applicandovi sino a 100 g., come si scorge, p. es., dalla serie di esperienze, eseguite il 10 Maggio, che qui riporto corrette dello spostamento dello zero e ordinate:

Condensatore scarico.

Col peso di 50 g.	divisioni	201,5 —	200,5 —	202,0 —	202,3
» » » 100 g.	»	402,0 —	399,3 —	401,5 —	400,6

Condensatore carico.

Col peso di 50 g.	divisioni	202,8 —	200,0 —	201,3 —	203,6
» » » 100 g.	»	401,5 —	398,7 —	402,9 —	398,5.

Caricando il condensatore privo di pesi ho avuto una piccola deviazione (circa 2 divisioni piccole), sempre all' incirca uguale, anche se la carica avviene quando agisce un peso qualunque: essa è probabilmente dovuta a qualche lieve deformazione del tubo causata dal campo. Ciò conferma il risultato precedente.

Compressione.

Ho introdotto il condensatore A (fig. 2) da assoggettare a compressione in un recipiente cilindrico di vetro B, ed ho operato la chiusura dell' intercapedine fra le due canne con un tappo di sughero S, attraverso il quale passa il tubo *t* comunicante coll' apparecchio di compressione e un filo *r* di rame che va fino al fondo di B: un grosso strato di mastice, colato sopra S, assicura una perfetta tenuta.

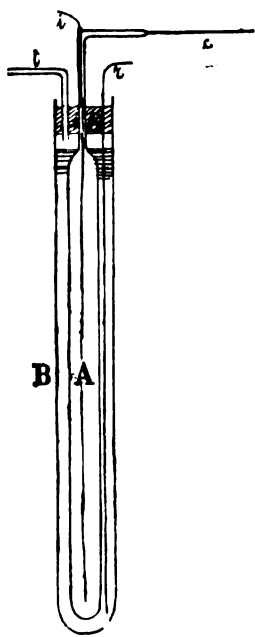



Fig. 2.

A è un cilindro lungo 69 cm., del diametro esterno di cm. 1,56 e dalle pareti grosse cm. 0,06; si prolunga in un tubo più stretto, che ripiegasi ad angolo retto e finisce in un capillare *e* orizzontale. È ripieno di acqua di fonte disaereata, nella quale pesca, fino al fondo, un filo isolato *i* che esce fuori alla piegatura: l'armatura esterna, sempre al suolo, è costituita da acqua contenuta in B. Tutto è racchiuso in un cilindro di zinco di 10 cm. di diametro, in comunicazione col suolo, che si trova in una cassa di legno di $35 \times 35 \times 95$ cm. piena di trucioli di legno e contenuta alla sua volta in una più grande. Il tubo *t* è fissato stabilmente ad una parete, e comunica, mediante un tubo di gomma stretto e robusto, con un ramo dell' apparecchio Pizzarello. Le compressioni si esercitano elevando l' altro ramo e si leggono su di una scala

millimetrata, mentre le variazioni di volume di A si leggono al capillare con un microscopio munito di micrometro oculare.

La sensibilità è tale che la compressione di un mm. di mercurio produce uno spostamento nel menisco del capillare di una divisione del micrometro.

Ho eseguito tutte le esperienze solo in quelle ore in cui la temperatura della stanza varia pochissimo, e quando il menisco si mantiene affatto immobile.

A condensatore scarico, allorchè si annulla la pressione il menisco ritorna sempre esattamente alla posizione primitiva; invece quando il condensatore è soggetto al campo, a causa del calore che si svolge nel dielettrico, il liquido nel capillare si sposta continuamente. Per rimediare a tale inconveniente opero in questo modo: avanti di produrre la compressione noto lo spostamento del menisco dopo 15" e 30"; tempi richiesti, il primo a produrre la pressione e leggerla, il secondo a ritornare, dopo tutto, alle condizioni iniziali: riporto a zero il menisco e, cominciando a contare il tempo da questo momento, esercito la pressione e alla fine dei 15" faccio la lettura al microscopio; tolgo poi la pressione, e alla fine degli altri 15" leggo la posizione del menisco.

Ho così il modo di correggere e confrontare con sicurezza le letture, poichè esperienze preliminari mi hanno dimostrato che, quando agisce il campo, l' andamento del menisco per effetto della carica elettrica non si altera sensibilmente deformando il cilindro.

Le variazioni termiche causate dai cambiamenti di forma del recipiente sono molto piccole e in ogni caso sempre uguali, giacchè fra un' esperienza e l' altra trascorre almeno un quarto d' ora.

Anche producendo spostamenti di 98 divisioni del micrometro, non ho trovato nessuna differenza apprezzabile e costante tra le deformazioni a condensatore carico e quelle a coibente allo stato naturale. Trascrivo, per dare un esempio, una delle diverse esperienze eseguite:

Condensatore scarico.

Spostamento del menisco per la pressione
di 98 mm. . . . . divisioni 98,5

Condensatore carico.

Spostamento del menisco in 15"	divisioni	1,2
Id. in 30"	»	2,3
Id. per la pressione di 98 mm.	»	100,0
Spostamento finale dello zero	»	2,5

Trazione.

È stata studiata in due modi diversi, nel primo dei quali ha servito la stessa disposizione precedente, in cui però il ramo aperto della pompa-manometro viene abbassato per produrre pressioni minori dell' atmosferica.

La sensibilità, il procedimento delle esperienze, come pure i risultati sono in tutto simili a quelli avuti nella compressione. Cionostante ho voluto usare anche quest' altra disposizione: Il condensatore è costituito da un tubo A (fig. 3) lungo 65,5 cm. del diametro esterno di cm. 0,68 e dello spessore uniforme di cm. 0,051 che termina inferiormente in un tubo più stretto, piegato ad angolo retto, al quale, per l' isolamento dell' armatura interna, è immasticiato un tubo di ebanite *e* e a questo un altro di vetro, fissato solidamente al muro e comunicante col solito apparecchio di compressione. È ricoperto all'esterno di stagnola, è riempito di acqua disaereata nella quale pesca un filo di rame ed è contenuto in un tubo di vetro B concentrico ad esso collegato mediante un tappo di sughero S immasticiato.

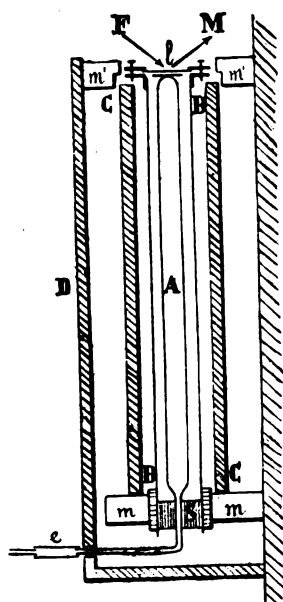



Fig. 8.

Alla parte superiore B regge gli anelli di sostegno di una lastrina di vetro *l* che, secondo il solito metodo del Fizeau, si

porta in faccia ad un' altra attaccata con mastice alla callotta terminale di A; mentre dalla parte inferiore si trova ben fissato con tappo e mastice nel foro di una solida mensola *m*. Una cassa di legno *b*, ricoperta di stagnola al suolo e poggiante su *m*, racchiude A e B: tutto poi è contenuto in un'altra esterna D sostenuta da una mensola *m'*, attraverso un foro della quale passa l' apparecchio delle frange.

La sensibilità è tale che una differenza di livello di 10 cm. di mercurio nei rami del manometro produce lo spostamento di una frangia.

Anche in questo caso ho trovato che il condensatore tanto carico che scarico si comporta nello stesso modo, fino a trazioni corrispondenti a 40 cm. di mercurio.

Qui, come nelle precedenti esperienze, non ho creduto conveniente usare forze deformatrici troppo grandi, sia perchè anche con piccole forze, grazie ai metodi adottati, ho osservato variazioni notevoli, sia perchè per lievi deformazioni sembra che il vetro si comporti come un corpo quale nella teoria della elasticità si ammette [1]).

E poichè le alterazioni di forma dovute ad elettrostrizione riescono troppo piccole per portare differenze apprezzabili nelle letture fatte [2]), mi pare che dall' insieme delle presenti ricerche possa concludersi che, almeno nelle condizioni ed entro i limiti di queste esperienze, « il campo elettrico non esercita azione sensibile sulla elasticità di flessione, trazione e compressione del vetro » [3]).

Questo risultato ha importanza per la teoria della deformazione dei condensatori data recentemente da P. Sacerdote [4]).

In essa pel caso di un condensatore cilindrico con le pareti della grossezza *e*, della lunghezza *l* e di costante dielet-

1) Cantone. Rend. Acc. Lincei. Vol. 4, 1888.

2) Può facilmente vedersi, applicando a note formule (Sacerdote. Ann. Ch. et Phys. 7. serie, t. 20) i dati sperimentali tratti dalle esperienze del Prof. Cantone (R. Istituto Lombardo 1900), che, pel potenziale usato, le dette deformazioni sono dell' ordine di 10^{-9} mm.

3) Il Lippmann aveva già teoricamente dedotto che il coefficiente di elasticità del vetro è indipendente dalla elettrizzazione. (Vedi Ann. Ch. et Phys. 5. serie, t 24, 1881).

4) Loco citato.

trica K, l'allungamento ΔL prodotto dalla differenza di potenziale V fra le armature, è dato da:

$$\Delta L = (a + k_1) \frac{K L V^2}{8 \pi e^2}$$

essendo a il coefficiente di elasticità del dielettrico, e k_1 quello di variazione della costante dielettrica per la trazione.

Fu osservato [1]) che questa formula non conduce necessariamente alla proporzionalità fra ΔL e V^2, poichè non vien fatta l'ipotesi di a e k_1 indipendenti da V.

Ora, il fatto che da misure recenti [2]) molto esatte si deducono valori di k_1 che non presentano differenze sistematiche per potenziali corrispondenti a lunghezze di scintilla da 3 mm. a 10 mm., e il risultato delle presenti ricerche, permettono di concludere che la proporzionalità fra deformazione e quadrato di potenziale sussiste realmente con grande approssimazione.

Arpino, R. Liceo Tulliano.
Luglio 1902.

---

1) Nuovo Cimento, Febbraio 1900.

2) Cantone. Loco citato.

Nel fascicolo di Febbraio (1902) del The Physical Review è comparsa una Memoria di J. Sanford Shearer il quale da esperienze fatte con un interferometro viene alla conclusione che la deformazione dei condensatori per effetto del campo elettrico deve attribuirsi al calore e alle distorsioni prodotte nel dielettrico dalla non uniforme distribuzione della carica.

Mi pare che molte delle giuste obiezioni mosse dal Prof. Cantone (R. Ist. Lombardo 1902) alle esperienze del More che portavano ad uguale conclusione possano ripetersi per queste nuove ricerche.

Con ciò non si nega che le variazioni di forma dei condensatori siano accompagnate da piccoli effetti calorifici, crescenti con la durata di carica, come ho detto in una Nota precedente (N. C. Maggio 1902) e come spero di mostrare in seguito con esperienze dirette.

SOPRA UN PROBLEMA DI ELETTROSTATICA.

Nota II di E. ALMANSI.

1. In una mia Nota di recente pubblicazione [1]) ho esaminato un principio di elettrostatica a cui si può ricorrere per determinare sperimentalmente il valore della densità elettrica in un punto della superficie di un conduttore. Il principio a cui alludo è questo.

Sia (C) un conduttore carico di una massa E di elettricità in equilibrio, non soggetta ad azioni esterne, h la densità in un punto m della sua superficie Σ.

Portiamo a contatto con (C), nel punto m, un secondo conduttore (c): diciamo e la quantità di elettricità che passa da (C) a (c).

Se le dimensioni del conduttore (c) *sono molto piccole rispetto a quelle del conduttore* (C), *e se la superficie* Σ *di* (C), *in prossimità del punto* m, *si discosta poco dal piano* T, *tangente in* m *a* Σ, *possiamo ritenere che il rapporto*

$$\text{(1)} \qquad K = \frac{e}{h},$$

dipenda solo dalla natura geometrica del conduttore (c), *e dal punto della sua superficie che si porta a contatto con* m.

La formula (1), quando si conosca il valore della costante K, fornisce quello della densità h nel punto m: basta perciò misurare la massa elettrica e di cui si carica il conduttore (c).

In questa Nota determino il valore di K, supponendo che il conduttore (c) abbia la forma di un *mezzo ellissoide*.

2. Della costante K si possono dare varie espressioni. Una è la seguente (v. Nota cit.):

1) Nuovo Cimento, fascicolo di Agosto 1902.

Supponiamo che una porzione ω della superficie di (c) coincida col piano T (fig. 1). Denoti σ la rimanente superficie di (c), σ' la superficie simmetrica di σ rispetto a T, s l'insieme di σ e σ'. Assunto il punto m come origine delle coordinate, e la normale a T, rivolta verso σ, come asse delle z, diciamo u il potenziale di una massa distribuita sopra s, che nei punti di s diventa uguale a z. Indicando con S l'intero piano T, esclusa la porzione ω, si ha

$$K = \omega + \int_S \frac{\partial u}{\partial z} \, dS \,. \tag{2}$$

Consideriamo il caso che la superficie s sia l'ellissoide rappresentato dall'equazione:

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} + \frac{z^2}{c^2} = 1.$$

S'intende che gli assi delle x e delle y giacciono sul piano T.

Le superficie σ ed ω che limitano il conduttore (c) saranno rispettivamente la metà superiore dell'ellissoide, e la porzione del piano T interna ad esso.

Per ottenere il potenziale u che figura nella formula (2), immaginiamo una massa distribuita nello spazio racchiuso dall'ellissoide con densità costante ed uguale a δ. Detto u_1 il suo potenziale, si ha, come è noto:

$$u_1 = \pi a b c \delta \int_{\lambda_1}^{\infty} \frac{1 - \left(\frac{x^2}{a^2+\lambda} + \frac{y^2}{b^2+\lambda} + \frac{z^2}{c^2+\lambda}\right)}{\sqrt{(a^2+\lambda)(b^2+\lambda)(c^2+\lambda)}} \, d\lambda \,, \tag{3}$$

λ_1 essendo uguale a zero nello spazio racchiuso dall'ellissoide, mentre all'esterno è la radice positiva dell'equazione:

$$\frac{x^2}{a^2+\lambda} + \frac{y^2}{b^2+\lambda} + \frac{z^2}{c^2+\lambda} - 1 = 0 \,.$$

Dall'equazione (3) si ricava (v. per es., Duhem. *Leçons sur l'Électricité et le Magnétisme*, pag. 69)

$$\frac{\partial u_1}{dx} = -2\delta L x \,, \quad \frac{\partial u_1}{\partial y} = -2\delta M y \,, \quad \frac{\partial u_1}{\partial z} = -2\delta N z \,,$$

in cui:

$$L = \pi\, a\, b\, c \int_{\lambda_1}^{\infty} \frac{d\lambda}{(a^2+\lambda)\,F(\lambda)}\,, \qquad M = \pi\, a\, b\, c \int_{\lambda_1}^{\infty} \frac{d\lambda}{(b^2+\lambda)\,F(\lambda)}\,,$$

$$N = \pi\, a\, b\, c \int_{\lambda_1}^{\infty} \frac{d\lambda}{(c^2+\lambda)\,F(\lambda)}\,,$$

$$F(\lambda) = \sqrt{(a^2+\lambda)(b^2+\lambda)(c^2+\lambda)}\,.$$

Sull' ellissoide, e nello spazio interno, le quantità L, M, N assumono i valori costanti:

$$L_0 = \pi\, a\, b\, c \int_{0}^{\infty} \frac{d\lambda}{(a^2+\lambda)\,F(\lambda)}\,, \qquad M_0 = \pi\, a\, b\, c \int_{0}^{\infty} \frac{d\lambda}{(b^2+\lambda)\,F(\lambda)}\,,$$

$$N_0 = \pi\, a\, b\, c \int_{0}^{\infty} \frac{d\lambda}{(c^2+\lambda)\,F(\lambda)}\,.$$

Prendiamo $\delta = -\frac{1}{2\,N_0}$. Sarà allora:

$$\frac{\partial u_1}{\partial x} = \frac{L}{N_0}\,x\,, \quad \frac{\partial u_1}{\partial y} = \frac{M}{N_0}\,y\,, \quad \frac{\partial u_1}{\partial z} = \frac{N}{N_0}\,z\,.$$

Sull' ellissoide e nel suo interno avremo:

$$\frac{\partial u_1}{\partial x} = \frac{L_0}{N_0}\,x\,, \quad \frac{\partial u_1}{\partial y} = \frac{M_0}{N_0}\,y\,, \quad \frac{\partial u_1}{\partial z} = z. \tag{4}$$

La funzione:

$$u = \frac{\partial u_1}{\partial z}$$

è armonica nell' interno e all' esterno dell' ellissoide, sull' ell' ellissoide diventa uguale a z, e si comporta all' infinito come una funzione potenziale. Potremo dunque introdurla nella formula (2), ed avremo la costante K espressa dalla formula:

$$K = \omega + \int_S \frac{\partial^2 u_1}{\partial z^2}\, d\,S\,. \tag{5}$$

3. Si tratta ora di trasformare l'espressione di K trovata.

Perciò osserviamo che la funzione u_1, nello spazio esterno all'ellissoide, soddisfa all'equazione di Laplace. Quindi

$$\frac{\partial^2 u_1}{\partial z^2} = -\left(\frac{\partial^2 u_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_1}{\partial y^2}\right),$$

e sostituendo nella formula (5):

$$K = \omega - \int_S \left(\frac{\partial^2 u_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_1}{\partial y^2}\right) d\,S\,.$$

L'integrale esteso ad S, applicando una nota formula di trasformazione, e tenendo conto del modo di comportarsi di u_1 all'infinito, si può ridurre ad un integrale esteso all'ellissi l, intersezione dell'ellissoide col piano T. Otterremo:

$$K = \omega + \int_l \left(\frac{\partial u_1}{\partial x} \cos \alpha + \frac{\partial u_1}{\partial y} \cos \beta\right) d\,l\,,$$

ove α e β sono gli angoli che la normale ad l, rivolta verso l'esterno, forma cogli assi delle x e delle y.

Sostituendo a $\frac{\partial u_1}{\partial x}$ e $\frac{\partial u_1}{\partial y}$ i loro valori dati dalle formule (4), si otterrà:

$$K = \omega + \int_l \left(\frac{L_0}{N_0}\, x \cos \alpha + \frac{M_0}{N_0}\, y \cos \beta\right) dl\,,$$

ovvero:

$$K = \omega + \frac{L_0}{N_0} \int_l x \cos \alpha\, d\,l + \frac{M_0}{N_0} \int_l y \cos \beta\, d\,l\,.$$

Ma $\int_l x \cos \alpha\, d\,l = \int_l y \cos \beta\, d\,l = \omega$ (area racchiusa dall'ellissi l). Dunque:

$$K = \omega\left(1 + \frac{L_0}{N_0} + \frac{M_0}{N_0}\right) = \frac{L_0 + M_0 + N_0}{N_0}\,\omega\,.$$

Possiamo anche scrivere:

$$K = \frac{A + B + C}{C} \omega , \tag{6}$$

ove A, B, C sono le stesse costanti L_0, M_0, N_0, a meno del fattore $\pi\, a\, b\, c$, ossia:

$$A = \int_0^\infty \frac{d\lambda}{(a^2+\lambda)F(\lambda)} , \quad B = \int_0^\infty \frac{d\lambda}{(b^2+\lambda)F(\lambda)} , \quad C = \int_0^\infty \frac{d\lambda}{(c^2+\lambda)F(\lambda)} .$$

4. Se $a = b = c = R$, sarà $A = B = C$, quindi $K = 3\omega = 3\pi R^2$ (caso della semi-sfera). Supponiamo ora $a = b = R$, $c < R$.

In tal caso:

$$F(\lambda) = (R^2 + \lambda)(c^2 + \lambda)^{\frac{1}{2}}$$

$$A = B = \int_0^\infty \frac{d\lambda}{(R^2 + \lambda)^2 (c^2 + \lambda)^{\frac{1}{2}}} , \qquad C = \int_0^\infty \frac{d\lambda}{(R^2 + \lambda)(c^2 + \lambda)^{\frac{3}{2}}} .$$

Poniamo:

$$c^2 + \lambda = t^2 , \quad R^2 - c^2 = p^2 .$$

Sarà:

$$\frac{d\lambda}{(c^2 + \lambda)^{\frac{1}{2}}} = 2\, dt , \quad R^2 + \lambda = t^2 + p^2$$

$$A = B = 2\int_c^\infty \frac{dt}{(t^2 + p^2)^2} , \qquad C = 2\int_c^\infty \frac{dt}{t^2 (t^2 + p^2)} .$$

Ora:

$$\int \frac{dt}{(t^2 + p^2)^2} = \frac{1}{2p^2} \left\{ \frac{t}{t^2 + p^2} + \frac{1}{p} \operatorname{arctg} \frac{t}{p} \right\} + \text{cost.}$$

$$\int \frac{dt}{t^2 (t^2 + p^2)} = -\frac{1}{p^2} \left\{ \frac{1}{t} + \frac{1}{p} \operatorname{arctg} \frac{t}{p} \right\} + \text{cost.}$$

Dunque:

$$A = B = \frac{1}{p^2}\left\{\frac{1}{p}\frac{\pi}{2} - \frac{c}{c^2+p^2} - \frac{1}{p}\operatorname{arctg}\frac{c}{p}\right\},$$

$$C = -\frac{2}{p^2}\left\{\frac{1}{p}\frac{\pi}{2} - \frac{1}{c} - \frac{1}{p}\operatorname{arctg}\frac{c}{p}\right\}.$$

Onde, sostituendo nella formula (6), e riducendo:

$$K = \frac{\frac{p}{c} - \frac{pc}{c^2+p^2}}{\frac{p}{c} + \operatorname{arctg}\frac{c}{p} - \frac{\pi}{2}}\,\omega. \qquad (\omega = \pi R^2).$$

Se poniamo

$$\phi = \operatorname{arctg}\frac{c}{p} = \operatorname{arctg}\frac{c}{\sqrt{R^2 - c^2}},$$

e per conseguenza $\frac{p}{c} = \operatorname{cotg}\phi$, $\frac{pc}{c^2+p^2} = \operatorname{sen}\phi\cos\phi$, otterremo, fatte alcune riduzioni:

$$K = \frac{\cos^2\phi}{1 - \left(\frac{\pi}{2} - \phi\right)\operatorname{tg}\phi}\,\omega.$$

È questo il valore di K per un mezzo ellissoide schiacciato, di rivoluzione.

5. Quando c sia molto piccolo rispetto ad R, potremo ritenere, trascurando le potenze di $\frac{c}{R}$ superiori alla prima: $\phi = \operatorname{tag}\phi = \frac{c}{R}$, $\phi\operatorname{tag}\phi = 0$, $\cos\phi = 1$, quindi:

$$K = \frac{1}{1 - \frac{\pi}{2}\frac{c}{R}}\,\omega,$$

ovvero, moltiplicando numeratore e denominatore per $1 + \frac{\pi}{2}\frac{c}{R}$, e trascurando ancora la potenza di $\frac{c}{R}$ superiori alla prima:

$$K = \left(1 + \frac{\pi}{2}\frac{c}{R}\right)\omega.$$

Se, per esempio, supponiamo $c = \frac{1}{10}$ R, sarà:

$$K = 1{,}16\,\omega\,,$$

e per la formula (1):

$$e = 1{,}16\,h\,\omega\,.$$

Come si vede, quando il conduttore (c) è un disco piano, anche a spessore molto piccolo, la quantità di elettricità che esso sottrae al conduttore (C) supera notevolmente il prodotto $h\,\omega$; prodotto che rappresenta (se trascuriamo le variazioni di h in prossimità del punto m) l'elettricità che si trovava sulla porzione della superficie di (C), la quale vien coperta dal disco.

LIBRI NUOVI

DIE GEWINNUNG DES ALUMINIUMS UND DESSEN BEDEUTUNG FÜR HANDEL UND INDUSTRIE:

di A. MINET.

Traduzione tedesca di E. ABEL.

Halle a. S.; W. Knapp, 1902.

È il secondo volume della raccolta di monografie relative all'elettrochimica applicata, che si pubblica dall'Engelhardt, (cfr. *N. Cim.* (5), p. 392). Esso contiene l'indicazione di tutti i metodi, sia puramente chimici quanto elettrochimici, che sono stati adoperati e si adoperano per ottenere l'alluminio, ed inoltre indica i modi di saldarlo e gli usi principali cui è destinato, sia allo stato puro, che in lega con altri metalli.

A. S.

DIE ELEKTRIZITÄT IN GASEN,
von J. STARK.

(Leipzig, J. A. Barth, 1902).

I lavori che si riferiscono al passaggio dell' elettricità nei gas sono così numerosi e sono sparsi in pubblicazioni così diverse, che riesce estremamente difficile farsi un concetto esatto dello stato attuale di una parte qualsiasi di tal soggetto. È quindi un servizio notevole che lo Stark ha reso agli studiosi, raccogliendo in un libro tutto ciò che di più importante è ormai acquisito sui fenomeni che presenta nei gas l' elettricità.

Serve di guida a tutta l'esposizione la teoria degli elettrioni, che, proposta formalmente da poco tempo, si presta a render conto dei principali fatti osservati, e che si riferiscono alla presenza di particelle elettrizzate. Ciò peraltro fa sì che in questo libro, che pur comprende lo studio dei raggi Röntgen e Becquerel, non si trattino esaurientemente nè le oscillazioni del campo elettromagnetico nelle scintille, nè l' emissione della luce nei gas attraversati dalla scarica, nè le azioni dielettriche.

Questo libro riescirà di utilissimo sussidio non solo per lo studio della fisica generale, ma anche per la spettroscopia, per la fisico-chimica, per la geofisica e per l' elettrotecnica.

A. S.

ELEMENTARY INORGANIC CHEMISTRY.
JAMES WALKER.

(London, George Bell and Sons, 1901).

È un volume elegantemente rilegato di 265 pagine. Contiene le nozioni fondamentali della chimica inorganica. L'A. sebbene abbia scritto il libro dal puuto di vista della teoria moderna, pure ha avuto cura di esporre prima vari fenomeni chimici fondamentali, cui fa poi seguire la parte teorica, che se esposta prima non verrebbe bene apprezzata dal principiante.

È un eccellente manuale per chi voglia apprendere i primi rudimenti di questa scienza.

G. GIGLI.

ÜBUNGSBEISPIELE FÜR DIE ELEKTROLYTISCHE DARSTELLUNG CHEMISCHER PRÄPARATE.

Dott. KARL ELBS.

(Halle, Wilhelm Knapp, 1902).

Grande è il numero delle opere che può consultare chi si dedichi alla preparazione elettrolitica dei prodotti chimici. Ma nei vari manuali, che trattano di questa materia, mentre ordinariamente si trova assai bene sviluppata la parte fisica, poco spazio è dedicato al lato chimico delle singole operazioni. A questa lacuna ripara assai bene il presente libro. In esso oltre gli esempi tolti dalla chimica inorganica sono anche numerosissimi quelli tolti dalla chimica organica.

G. GIGLI.

RIVISTA

Comptes Rendus. T. CXXXIV,

Febbraio e Marzo 1902.

NORDAMNN C. *Ricerca di onde erziane emanate dal sole* (pp. 273-275). — Da diverse esperienze eseguite per ricercare se il sole emette onde elettromagnetiche, l'A. trae la conclusione che il *sole non emette radiazioni elettriche che si propaghino lungo fili e capaci di impressionare i radioconduttori, o se esso ne emette, esse sono completamente assorbite dalla sua atmosfera e dalle parti superiori dell' atmosfera terrestre.*

CHANDIER J. *Variazione della forza elettromotrice e del coefficiente di temperatura dell' elemento Daniell colla concentrazione del solfato di zinco* (pp. 277-279). — L'A. ha studiato le variazioni della f. e. m. di un elemento Daniell per soluzioni di solfato di zinco nell' acqua distillata, andanti dalla saturazione fino a zero per temperature comprese fra 5° e 20°. I risultati ottenuti mostrano che:

1° Partendo dalla saturazione, la f. e. m. di un Daniell cresce quando la concentrazione del solfato di zinco diminuisce, passa per un massimo per una soluzione di $^1/_2$ per 100, poi decresce per concentrazioni più deboli;

2° Il coefficiente di temperatura, dapprima negativo, cresce e si annulla per una concentrazione compresa fra il 7 e 8 per 100, come lo ha indicato Helmholtz: ma dopo avere raggiunto un massimo positivo, esso decresce e si annulla di nuovo per una soluzione di solfato di zinco a $^1/_2$ per 100. Al di là, esso continua a decrescere quando la concentrazione diminuisce;

3° L'elemento Daniell costituisce un campione di f. e. m. indipendente dalla temperatura, quando esso è costituito da una soluzione di solfato di rame satura e da una soluzione di solfato di zinco, sia a 7,5 per 100 sia a $^1/_2$ per 100.

Applicando ai risultati avuti la formula di Nernst:

$$e = k\,T\left(\log\frac{P}{p} - \log\frac{P'}{p'}\right) + T\frac{de}{dT},$$

si constata che la tensione di dissoluzione dello zinco nel solfato di zinco decresce rapidissimamente nelle soluzioni molto diluite.

La formula infine di lord Kelvin

$$e = K'w + T\frac{de}{dT},$$

dove w rappresenta la quantità di calore sviluppato nelle reazioni chimiche della Daniell e K' una costante, conduce alle relazioni seguenti:

La quantità di calore w sviluppata nelle reazioni chimiche della Daniell non varia sempre nello stesso senso allorchè si fa variare la diluizione; essa decresce dapprima quando la concentrazione diminuisce: passa per un minimo per una soluzione di solfato di zinco a 4 per 100, e cresce in seguito allorchè la concentrazione tende verso zero.

LANDERER J. *Sulla osservazione galvanometrica di temporali lontani* (pp. 279-280).

BRANLY E. *Radioconduttori a contatto unico* (pp. 347-349). — Fino dal 1891 l'A. aveva fatto rilevare che due aste cilindriche di rame rosso, ossidate nella fiamma di un becco Bunsen e sovrapposte in croce, presentavano al passaggio della corrente, una resistenza di 80,000 ohms che scendeva a 7 ohms, appena si faceva scoccare la scintilla di una macchina elettrica. Un effetto analogo era stato ottenuto dall'A. sovrapponendo due aste di ac-

ciaio ossidato, o un' asta di rame e un' asta di acciaio pure ossidate, e l'A. concludeva che la resistenza principale del sistema risiedeva nei due strati di ossido in contatto.

Ulteriori esperienze avendo provato che lo stesso effetto si aveva anche se le due aste erano perfettamente terse, l'A. combinando gli effetti della ossidazione a quelli della lucentezza, ha potuto dare al contatto unico le qualità di cui era mancante, cioè una grande regolarità associata alla sensibilità. L'A. impiega metalli prima puliti e lucenti, che ricopre poi di un leggerissimo strato di ossido facendoli rimanere un tempo determinato in una stufa ad aria calda a una nota temperatura. L'A. osserva che benchè i contatti metallo ossidato-metallo ossidato, metallo ossidato-metallo pulito, metallo pulito-metallo pulito diano buoni risultati, è tuttavia preferibile il contatto metallo ossidato-metallo lucente.

Con un sistema costituito da tre aste metalliche, della stessa specie, parallele e verticali, del diametro di 2 mm. circa, riunite alla parte superiore da un disco collegato a un polo di un elemento di pila, mentre l' altro polo era collegato a un piano di acciaio lucente, sul quale passavano liberamente le estremità inferiori delle aste, di un diametro un po' ridotto, pulite, smerigliate e quindi ossidate, la conduttibilità si è stabilita senza antenne per una debolissima scintilla a più di 30 m. di distanza.

L'A. infine rileva che, pur essendo possibile impiegare un gran numero di metalli, risultati costanti, senza effetti capricciosi sono stati da lui ottenuti particolarmente con aste di ferro, acciaio fuso, acciaio laminato, acciaio temprato, alluminio, argento, rame, nickel, zinco, etc.

Broglie (de) L. *Applicazione dei galvanometri termici allo studio delle onde elettriche* (pp. 349-352).

Pellat H. *Tubi di forza di un campo magnetico resi visibili per mezzo dei raggi catodici* (pp. 352-355). — Proseguendo i suoi studi sull' azione di un campo magnetico sui tubi di Geissler, l'A. ha constatato che;

In un campo magnetico intenso il fascio catodico che sfugge da un catodo in forma di disco disegna esattamente il tubo di forza magnetica avente per base la superficie del catodo, i raggi catodici partendo uniformemente da tutta la superficie del disco.

L'A. osserva che il fenomeno è totalmente diverso da quello che producono i raggi anodici, che pure hanno una tendenza a seguire le linee di forza del campo, ma che, partendo dal bordo del disco formante l' anodo, non disegnano tuttavia un tubo di forza avente per base questo disco.

L'A. distingue quindi il flusso catodico in due parti A e B, delle quali la prima soddisfa alla legge seguente:

Il flusso A non è sottoposto ad alcuna azione elettromagnetica tendente a deviarlo perpendicolarmente alle linee di forza, sia che il campo sia intenso o debole. Esso sfugge sempre dal catodo nella direzione del campo, sia questa direzione normale, obliqua o tangenziale alla superficie.

Da questa legge segue che la figura disegnata dal flusso A in un campo magnetico è assolutamente indipendente dal senso di questo campo: ciò non avviene per le figure formate dal flusso anodico e dal flusso B.

La chiarezza del tubo disegnato dal flusso A nella sua parte laterale è indipendente dalla pressione del gas, nei limiti di pressione fra cui ha esperimentato l'A., cioè da 4 mm. di mercurio fino a $0^{mm},004$, e dipende dalla intensità del campo.

L'A. infine, dopo avere riferiti i dettagli delle sue esperienze, nota che l'analisi spettrale della luce violetta dovuta alle radiazioni ha rilevato che non vi si distinguono che le righe dell'aria, senza alcuna delle righe che caratterizzano l'alluminio o le sue impurità.

Cornu, a proposito di questa Nota, ricorda che la scintilla non condensata, scoccante nell'aria, alla pressione ordinaria, tra due elettrodi di un metallo più o meno volatile, in seno di un campo magnetico intenso, permette di osservare le superfici equipotenziali sotto la forma di una superficie luminosa.

Meslin G. *Su una forma di termometro elettrico* (pp. 412-414). — Allo scopo di evitare gli inconvenienti che alcune volte presenta l'uso delle coppie termo-elettriche nella determinazione delle temperature, l'A. è stato indotto a utilizzare la variazione, in funzione della temperatura, della f. e. m. di un elemento di pila come la Latimer-Clark il cui coefficiente di variazione termica è assai considerevole.

L'A. ha impiegato il metodo di opposizione coll'aggiunta di due cassette di resistenza disposte secondo le indicazioni di Bouty, in modo che non passi corrente nella deviazione e da utilizzare un elettrometro o un galvanometro sensibilissimo come galvanoscopio.

Langevin P. *Ricerche sui gas ionizzati* (pp. 414-417). — Importanti lavori hanno mostrato che si spiegano assai bene tutti i risultati relativi alla conduttibilità elettrica acquistata dai gas sotto l'azione delle nuove radiazioni, ammettendo che la radiazione produca nel gas numeri eguali di centri caricati, gli uni positivamente, gli altri negativamente. Ciascuno di questi centri

possiede una carica uguale in valore assoluto a quella che trasporta l'atomo di idrogeno nella elettrolisi, e si circonda per attrazione elettrostatica, di uno strato di molecole elettricamente neutre.

Le agglomerazioni così costituite, nominate *ioni*, si muovono in tutti i sensi come le molecole del gas, e il loro spostamento d'insieme è nullo in assenza di un campo elettrico, salvo quello dovuto alla diffusione. Se si crea un campo H, questo spostamento si effettua con una velocità k_1 H nel senso delle linee di forza per gli ioni positivi, e k_2 H in senso inverso per gli ioni negativi.

Se la pressione non discende al disotto di alcuni millimetri di mercurio, lo spostamento degli ioni sotto l'azione del campo si produce senza che i loro urti contro le molecole del gas creino nuovi centri caricati; ma gli ioni positivi e negativi possono ricombinarsi al momento delle loro collisioni.

È naturale ammettere con Thomson, per questa ricombinazione, una legge analoga alla legge di azione di massa di Guldberg e Waage: la quantità di elettricità ricombinata per unità di volume e per unità di tempo è proporzionale al prodotto delle densità in volume p e n delle cariche portate dagli ioni positivi e negativi

$$\frac{du}{dt} = \frac{dp}{dt} = -\alpha p n ,$$

essendo α il coefficiente di ricombinazione.

In questa teoria, k_1, k_2 e α devono essere costanti per un dato gas, in condizioni date di temperatura e pressione. Del pari deve essere costante il rapporto:

$$\varepsilon = \frac{\alpha}{4\pi (k_1 + k_2)} .$$

L'A. ha misurato sperimentalmente in modo diretto e preciso questo rapporto, e ha ottenuto valori effettivamente costanti in condizioni di esperienze variatissime. Ha trovato inoltre che quel rapporto rappresenta il *rapporto del numero delle ricombinazioni al numero delle collisioni tra ioni di segno contrario.* L'esperienza ha confermato, come voleva la teoria, che esso resta sempre inferiore all'unità accostandosi a quel valore tanto più quanto più è debole la mobilità degli ioni.

NORDMANN C. *Sulla trasparenza dei liquidi conduttori per le oscillazioni erziane* (pp. 417-420). — Ulteriori ricerche eseguite dall'A. sull'assorbimento delle onde erziane per parte degli elettroliti, gli permettono di confermare la legge già enunciata in

una Nota precedente, che cioè *le trasparenze per quelle onde, variano nello stesso senso delle resistenze: esse crescono meno rapidamente di quelle e più rapidamente delle loro radici quadrate.*

Curie P. *Conduttibilità dei dielettrici liquidi sotto l'influenza dei raggi del radio e dei raggi di Röntgen* (pp. 420-423). — L'A. ha constatato che i raggi del radio e i raggi di Röntgen agiscono sui dielettrici liquidi come sull' aria comunicando loro una certa conduttibilità elettrica, e i risultati ottenuti sia col radio che con i raggi Röntgen sono dello stesso ordine di grandezza.

Leduc S. *Campi di forza molecolare* (pp. 423-425). — L'A. in questa Nota riferisce i risultati dei suoi studi sui campi di forza di diffusione e di cristallizzazione, concludendo che queste esperienze, nelle quali i cristalloidi danno ai colloidi amorfi forme determinate, mostrano l' influenza che deve esercitare la forza di cristallizzazione sulla morfologia dei tessuti viventi, formati dalla solidificazione delle soluzioni di colloidi e di cristalloidi mescolati.

Hamy M. *Sulle proprietà delle frangie di riflessione delle lamine argentate* (pp. 443-446). — L'A. rileva che due superfici vitree molto piane M e N che possano essere rese rigorosamente parallele, e delle quali una, M, sia argentata, l' altra, disposta alla distanza *e* dalla prima, sia ricoperta di una debole argentatura e appartenga a una lente convergente, di fuoco F e di lunghezza focale *f*, costituiscono un sistema ottico che permette di ottenere frangie di due categorie: le une non localizzate, le altre localizzate nel piano focale della lente. Le prime si ottengono inclinando leggermente l' una sull' altra le superfici riflettenti, e facendo passare la luce incidente attraverso un semicerchio descritto nel piano focale, attorno al punto F, con un raggio inferiore a quello della pupilla: esse si osservano senza oculare, piazzando l' occhio in faccia di un secondo semicerchio componente col primo un cerchio intero.

Le frangie della seconda categoria si ottengono conducendo le superfici riflettenti al parallelismo perfetto e inviando la luce sul sistema, a mezzo di un prisma a riflessione totale, il cui asse riflettente passi per il fuoco F. Rischiarando le facce dell'angolo retto di questo prisma si osservano frangie, localizzate nel piano focale della lente, visibili nell' imagine del prisma fornita per autocollimazione. Queste frangie assumono la forma di archi di cerchi aventi il punto F per centro.

L'A. dopo avere notato l' influenza dell' argentatura del piano N sulla visibilità di queste frangie e sulla loro simmetria, rileva

che i massimi e i minimi delle frangie simmetriche della prima categoria si seguono secondo la legge espressa dalla formula

$$2e + k = m\frac{\lambda}{2}\left(1 + \frac{R^2}{4f^2}\right),$$

dove k è una costante e m un intero di una certa parità per i massimi e di un'altra parità per i minimi. La legge vale anche per le frangie dissimetriche, salvo il caso di grandi differenze di cammino.

La legge di successione delle frangie della seconda categoria è data dalla equazione

$$2e + k = m\frac{\lambda}{2} + (-1)^m \alpha,$$

dove k e a sono costanti e m è un intero. Queste frangie sono simmetriche allorchè l'argentatura della faccia N è tale che a sia nulla.

L'A. infine conclude osservando che col dispositivo descritto tutte queste frangie sono molto brillanti, e si prestano perciò in modo notevole allo studio e alla separazione delle radiazioni, anche di piccola intensità.

JANET P. *Applicazione dell' arco cantante di Duddel alla misura di deboli coefficienti di self-induzione* (pp. 462-463). — Per le esperienze di Duddell si sa che se su un arco a corrente continua, si mette in derivazione un circuito comprendente un condensatore di capacità C e una self-induzione L, l'arco, in certe condizioni, rende un suono molto puro avente per periodo

$$T = 2\pi\sqrt{CL}. \tag{1}$$

Per capacità da 7^{mf} a 8^{mf} e self-induzioni debolissime il suono ottenuto è molto acuto e l'intensità della corrente alternativa a grande frequenza può raggiungere da 20 a 25 ampères efficaci nel circuito che comprende il condensatore.

Ciò posto l'A. osserva che misurando con un amperometro termico l'intensità I nel circuito derivato, con un voltmetro termico la differenza di potenziale e agli estremi della bobina, e trascurando la resistenza di questa bobina di fronte alla sua reattanza e la self-induzione del restante circuito, si ha:

$$I = \frac{e}{L\omega}. \tag{2}$$

Avendosi d'altra parte,

$$\omega = \frac{2\pi}{T}, \tag{3}$$

si ha, eliminando T e ω tra (1), (2) e (3)

$$L = \frac{e^2 C}{I^2},$$

formula che permette di calcolare L a mezzo di misure puramente elettriche e senza alcuna misura acustica.

L'A. osserva che il metodo si applica bene per le bobine a filo grosso e a debole resistenza: per le bobine a filo sottile, come le bobine di wattmetro, si può modificare il metodo ponendo la bobina in derivazione su una differenza di potenziale nota, presa sul circuito principale a grande frequenza e misurando l'intensità che l'attraversa mediante un amperometro sufficientemente sensibile.

BOLEY P. *Su un elettrometro capillare* (pp. 463-465). — In questa Nota l'A. descrive un nuovo elettrometro capillare, da lui ideato, che può servire quando si tratti di determinare differenze di potenziale a contatto di amalgame liquide saturate e alcuni elettroliti, per il quale scopo non si presta bene l'elettrometro di Lippmann.

COMPAN P. *Potere raffreddante dell'aria a pressioni elevate e dell'aria in movimento* (pp. 522-524). — La formula $np^c t^b$ data da Dulong e Petit (dove $b = 1{,}23$, $c = 0{,}45$) per rappresentare il potere raffreddante dell'aria racchiusa in un ambiente, è stata verificata per pressioni inferiori alla pressione atmosferica. Essa rappresenta l'azione delle correnti di convezione che prendono origine a contatto del corpo caldo: queste correnti dipendono dalla natura e dalla mobilità del mezzo ambiente. L'A. quindi si è domandato se questa formula è ancora esatta: 1° allorchè l'aria è a pressioni superiori alla pressione atmosferica; 2° allorchè il corpo caldo si raffredda in un ambiente indefinito; 3° allorchè l'aria è animata da un movimento di traslazione.

Per studiare questi tre casi, l'A. ha impiegato il metodo e il dispositivo indicato nelle sue Note precedenti. Ha trovato così che in un pallone a pareti metalliche annerite del diametro di $14^{cm},5$ e per eccessi da 300° a 0°, il potere raffreddante dell'aria, da 50 mm. fino a 4480 mm. di pressione, è rappresentato dalla formula $np^c t^b$ dove b e c hanno gli stessi valori di quelli trovati

da Dulong e Petit per le pressioni inferiori alla pressione atmosferica.

Questa formula rappresenta egualmente il potere raffreddante dell' aria su una sfera calda piazzata in un ambiente indefinito.

Allorchè l' aria è animata da una velocità u, il suo potere raffreddante sulla sfera è rappresentata dalla formula $k\,t\,\sqrt{u}$, ($k = 0{,}000555$), conformemente alle conclusioni di Boussinesq.

Crèmieu V. *Su un relais elettrostatico* (pp. 524-526).

Poincaré L. *Sull' impiego dell' elettrometro capillare per la misura delle differenze di potenziale vere al contatto di amalgame e di elettroliti* (p. 527). — A proposito della Nota di P. Boley, l'A. fa rilevare di avere egli già da tempo descritto un elettrometro capillare permettente la misura delle differenze di potenziale al contatto di amalgame e di elettroliti.

L'A. ha utilizzato questo elettrometro nello studio di diverse quistioni, e in particolare per esaminare la variazione della differenza di potenziale colla temperatura. L'A. segnala specialmente le proprietà curiose osservate coll' amalgama di stagno in presenza dell' acido solforico: per quest' amalgama, il valore della f. e. m. che rende la costante capillare massima è sensibilmente nulla alla temperatura ordinaria. Ne resulta che costruendo un elettrometro con quest' amalgama, si ottiene un istrumento le cui indicazioni sono indipendenti dal segno della f. e. m.

Deslandres H. e Décombe. *Sulla ricerca di un raggiamento erziano emanato dal sole* (pp. 527-530). — Gli A. dopo avere osservato che le esperienze stabilite in proposito, portano alla conclusione che la terra non riceve in modo continuo onde erziane sensibili, aventi la lunghezza delle onde della telegrafia senza fili, notano che il sole offre due sorgenti di raggiamento ben distinte: la sua superficie e la sua atmosfera. Circa la superficie gli A. credono probabilissimo che non emetta nelle condizioni normali onde elettromagnetiche, ma si può invece ammettere che esse siano emesse dalla cromosfera e dalle protuberanze.

Credono quindi che occorra una lunga serie di osservazioni per decidere se realmente la terra riceve dal sole onde simili alle onde erziane.

Nordmann C. *Spiegazione di diversi fenomeni celesti per mezzo delle onde erziane* (pp. 530-533). — Dalla teoria elettromagnetica della luce e dallo studio spettrale del sole, l'A. deduce la seguente proposizione: La superficie del sole deve emettere onde erziane, e questa emissione deve essere particolarmente intensa, nelle regioni dove si producono violenti eruzioni superficiali e nelle epoche in cui l' intensità di queste eruzioni è massima.

Questa proposizione avente, fino a un certo punto, il carattere di una ipotesi, non contraddetta da nessun fatto, permette di spiegare un insieme di fenomeni diversi e inesplicabili, come le particolarità della corona solare e quelle degli spettri cometari.

LANGEVIN P. *Sulla ricombinazione degli ioni nei gas* (pp. 533-536). — Nella sua Nota precedente l'A. ha indicato il principio del metodo che gli ha permesso di misurare direttamente il rapporte $\varepsilon = \frac{\alpha}{4\pi(k_1 + k_2)}$, dove α rappresenta il coefficiente di ricombinazione degli ioni positivi e negativi, k_1 e k_2 le mobilità di questi ioni in un campo elettrico. L'A. ha del pari indicato in quella Nota che ε rappresenta il rapporto del numero delle ricombinazioni al numero delle collisioni tra ioni di segno contrario, e deve per conseguenza restare inferiore all' unità. Il metodo sperimentale consiste nel creare un campo uniforme nel gas compreso tra due lamine metalliche parallele e a determinare: 1° la quantità di elettricità indotta su una di queste lamine al momento della creazione del campo; 2° la quantità Q di elettricità raccolta da questa lamina dopo il passaggio nel gas di raggi X provenienti da una sola scarica in un tubo di Crookes; 3° la quantità di elettricità Q_0 liberata nel gas per la radiazione e che si raccoglierebbe in un campo infinito: la differenza fra Q e Q_0 essendo dovuta alla ricombinazione degli ioni.

Da ulteriori studi compiuti dall'A. su tale argomento, risulta che facendo variare tra limiti grandi lo spessore della lamina di gas, il campo, la ripartizione e l' intensità della ionizzazione, i valori ottenuti per ε nell' aria secca sotto la pressione atmosferica a 17°, restano compresi tra 0,26 e 0,28. Il valore medio 0,27 coincide con quello che si può dedurre da una determinazione del ***coefficiente di ricombinazione*** α eseguita da Townsend con un metodo del tutto diverso.

Vi è dunque, conclude l'A., nell' aria, sotto la pressione normale, una ricombinazione su quattro collisioni tra ioni di segno contrario.

Il rapporto ε tende verso l' unità quando la pressione aumenta.

NAGAOKA H. e HONDA K. *La magnetostrizione degli acciai a nickel* (pp. 536-538). — Gli A. riferiscono in questa Nota i risultati ottenuti dai loro studi sulle variazioni delle dimensioni di leghe di ferro e nickel sottoposte ad azioni magnetiche.

GUILLAUME E. *Osservazioni sulle ricerche di Nagaoka e Honda* (pp. 538-539). — Dopo avere osservato che i risultati del Nagaoka e Honda sembrano a prima vista portare come conseguenza la necessità di rifiutare la teoria del Dumas sulle trasformazioni

delle leghe di ferro e di nickel, l'A. rileva che la teoria stessa può essere posta d'accordo coi risultati quando si supponga che, sotto l'azione di un campo magnetico, lo stato di trasformazione possa essere aumentato anche a temperatura costante.

DUHEM P. *Sulla estensione del teorema di Lagrange ai liquidi vischiosi* (pp. 580-581).

LEDUC e SACERDOTE. *Sulla coesione dei liquidi* (pp. 589-591). — Portando un disco di vetro piano, ben pulito, equilibrato orizzontalmente al disotto del piatto di una bilancia, in contatto con acqua distillata, quando si carica l'altro piatto di pesi, il disco si solleva trasportando con sè una colonna di acqua, che a un certo punto si rompe, lasciando un minuto strato liquido aderente al disco.

Gli A. rilevando come questa esperienza sia male interpetrata dal maggior numero degli autori classici, i quali concludono che i pesi che producono quella rottura danno una misura imperfetta della coesione del liquido, osservano che in questa esperienza la coesione non interviene affatto.

A risolvere quindi la questione della coesione dei liquidi, gli A. hanno eseguito due serie di esperienze, che qui riferiscono, studiando l'ascensione capillare nel vuoto e l'altezza dell'acqua in un barometro troncato, quando si diminuisce la pressione sul livello libero del liquido.

NORDMANN C. *Teoria elettromagnetica delle aurore boreali e delle variazioni e perturbazioni del magnetismo terrestre* (pp. 591-594). — In una precedente Nota l'A. ha stabilito teoricamente che il sole deve emettere onde erziane, e che l'intensità di queste onde deve essere massima nelle regioni e alle epoche della più grande attività solare. Da questa proposizione ha dedotto allora la spiegazione della corona solare, e delle sue particolarità da una parte e degli spettri cometari dall'altra.

In questa Nota l'A. mostra che la stessa proposizione permette di gettare una nuova luce sulla causa delle aurore boreali e dei loro principali caratteri, e sulla origine delle oscillazioni e delle perturbazioni del magnetismo terrestre.

THOVERT J. *Su una nuova applicazione delle osservazioni ottiche allo studio della diffusione* (pp. 594-596). — Col metodo descritto in una precedente Nota l'A. ha determinato il coefficiente di diffusione di diverse sostanze, e ne riporta in questa Nota i risultati. Da questi si rileva che i numeri corrispondenti alle soluzioni diluite, concordano, per i sali, assai bene con quelli che si calcolano a partire dai dati elettrolitici, seguendo la teoria della diffusione data da Nernst.

Per gli acidi, i numeri osservati sono nettamente più deboli. Ma, in modo generale, l'andamento delle curve, rappresentanti il coefficiente d'induzione in funzione della concentrazione, espressa in equivalenti-grammi per litro, lascia modo a una estrapolazione che non è in opposizione colla teoria.

LEDUC A. *Sulla conservazione della energia rifrattiva nei miscugli di alcool e di acqua* (pp. 645-646). — Si ammette generalmente che l'energia rifrattiva si conserva nei miscugli di liquidi, a condizione che non vi sia combinazione, come avviene, secondo Damien, per i miscugli di glicerina ed acqua.

L'A. ha ricercato ciò che avveniva per i miscugli di alcool e acqua, a causa della contrazione e dello sviluppo di calore, tenuto conto dei quali alcuni chimici hanno ammessa l'esistenza della combinazione $C^2H^6O + 3H^2O$. Da queste ricerche è risultato che anche in questi miscugli l'energia rifrattiva si conserva bene, almeno quanto nei miscugli di glicerina e acqua, e che l'indice di rifrazione è massimo per un miscuglio contenente 27 per 100 di alcool, in peso. Questo indice massimo, a 15°, ha per valore nell'aria il numero 1,3673.

LANGEVIN P. *Sulla mobilità degli ioni nei gas* (pp. 646-649). — L'A. indica qui il metodo tenuto per determinare la mobilità degli ioni nei gas, riserbandosi di pubblicare in altra Nota i risultati ottenuti per i diversi gas sotto diverse pressioni.

CONTREMOULINS G. *Ricerca di una unità di misura per la forza di penetrazione dei raggi X e per la loro quantità* (pp. 649-651). P. BACCEI.

Zeitschrift für Physikalische Chemie.
Vol. 37, fasc. 3, 4, 5.

BRODE J. *Catalisi nella reazione fra l'acqua ossigenata e l'acido iodidrico* (pp. 257-307). — È studiata l'azione di alcuni catalizzatori sia in modo speciale nella reazione fra l'acqua ossigenata e l'acido iodidrico sia per altre reazioni ($HBrO_3 + 6HJ$, $H_2S_2O_8 + 2HJ$, scomposizione di H_2O_2 in soluzione acida). Non vi è nessuna analogia di comportamento dei singoli catalizzatori per ogni reazione sia essa pure analoga. In generale però l'azione è una funzione lineare della concentrazione. Più catalizzatori messi assieme o si indeboliscono reciprocamente, oppure spiegano una azione additiva, oppure in alcuni casi moltiplicativa.

Alcune sostanze che non hanno alcuna azione catalizzatrice possono acquistarla in presenza di un catalizzatore. Per es. il solfato di rame. L'acido molibdico e volframico cataliticamente agi-

scono assai più energicamente dei sali di ferro. Questi ostacolano l'azione catalizzatrice dell'acido volframico. I casi studiati dall'A. non corrisponderebbero con l'ipotesi di Noyes che in una reazione sono sollecitati cataliticamente i singoli componenti. Il senso di una reazione non viene alterato sulla presenza di idrogenioni, ma dalla presenza di speciali catalizzatori. Per l'acido molibdico questa variazione può seguirsi quantitativamente. Da alcune eguaglianze di cinetica chimica si può argomentare che con tutta probabilità speciali catalizzatori prendono parte diretta nelle reazioni intermedie. L'acido molibdico in presenza di perossidi dà origine a vari composti assai stabili.

LEHFELD R. A. *Sopra le misure di Jahn della f. e m. delle pile a concentrazione* (pp. 308-314). — Secondo l'A. le misure di Jahn non possono servire per constatare la validità della legge delle masse per elettroliti forti; poichè le formule di Nernst e adoperate dal Jahn per i calcoli, includono già la legge delle masse. L'A. ponendo altre equazioni arriva a stabilire per la dissociazione delle soluzioni dei valori che sono più elevati di quelli determinati colla conducibilità elettrica. È probabile perciò che l'accordo con la legge delle masse esista, ma se non è completa può dipendere dal fatto che la legge di Boyle per la pressione osmotica non esista più per soluzioni diluite.

ARRHENIUS S. *Modo di calcolare il grado di dissociazione degli elettroliti forti* - II (pp. 315-322). — Il calcolo della dissociazione sia dal punto di congelamento che dalla f. e. m. si appoggia sulla ipotesi che la legge dei gas valga pure per le soluzioni. Havvi una deviazione, questa dovrebbe essere analoga per tutti e due i metodi, ma invece si hanno risultati differenti. Nelle nuove determinazioni fatte dall'A. è tenuto conto della concentrazione ionica calcolata dalla conducibilità. Le deduzioni fatte dal Nernst e Jahn per le quali la formula adoperata dall'A. sarebbe identica alla loro sono false. L'A. pone nella sua formula valori dedotti dalla conducibilità e punto di congelamento anche per soluzioni per le quali non vale la legge della diluizione; e l'identità avviene solamente se si ammette anche per queste soluzioni valida la legge della diluizione.

BREDIG G., REINDERS W. *Fermenti inorganici*. III — *Catalisi aurica dell'acqua ossigenata* (pp. 323-341). La soluzione colloidale di oro in soluzione acquosa neutra o acida non agisce sensibilmente; agisce se è alcalina e tanto maggiormente quanto più è alcalina fino a raggiungere un massimo, dopo il quale si ha un ritardo. L'azione non è proporzionale alla quantità di oro ma è più rapida coll'aumentare della concentrazione in oro. Diminui-

scono l'azione catalizzatrice, il KCl, e fosfato sodico: sono veleni potenti il solfuro di sodio e il cianuro potassico L'acqua ossigenata è scomposta assai più rapidamente in presenza di sublimato corrosivo, questo potrà dipendere dal fatto che il sublimato è ridotto a mercurio che trovasi allo stato colloidale in soluzione e agisce come catalizzatore. Viceversa l'azione riduttrice dell'acqua ossigenata sul sublimato è accelerata per la presenza di soluzioni colloidali di oro o di platino.

JUST G. *Solubilità dei gas in solventi organici* (pp. 342-367), — È stata studiata dall'A. la solubilità del CO_2 in 44 solventi organici diversi, e quella del CO, N_2 e H_2 in 17 solventi organici; inoltre fu studiata la solubilità in mescolanze dei solventi stessi.

Si notano alcune relazioni puramente qualitative fra la solubilità di CO_2 e la costituzione dei corpi. Vi è un parallelismo e una certa proporzionalità nella solubilità di CO e N_2. Per gli intervalli di temperatura studiati la solubilità di N_2, H_2 e CO decresce, invece aumenta quella di CO_2.

HEATHCOTE L. H. *Sulla passività e riattivazione del ferro. Nota preliminare* (pp. 368-373). — Sono riferite alcune osservazioni sulla passività e riattivazione del ferro per mezzo degli agenti chimici e della corrente. Sia che il ferro si sciolga all'anodo nell'acido solforico, oppure si impieghi come catodo in un mezzo passivo (acido nitrico D 1. 4) si hanno delle variazioni periodiche nella corrente. Si notano alcune singolarità nel trasporto dell'attività come lungo a determinate nervature.

HULETT A. G. *Relazioni fra la tensione superficiale e la solubilità* (pp. 385-406). — È noto che i corpi solidi in contatto con un liquido tendono a diminuire la propria superfice, cosicchè precipitati finissimi si trasformano in cristalli più grossi, diminuendo la loro solubilità. Le esperienze furono fatte per il gesso, il solfato di bario, l'ossido di mercurio e diminuendo il diametro dei granelli si aumentava la solubilità. Fu determinata approssimativamente l'assieme della energia di superfice e si ottiene un valore interno alle 100 — 150 unità assolute.

LOOMIS H. E. *Sul punto di congelamento di soluzioni acquose di non elettroliti* - II (pp. 407-425). — È una revisione dei punti di congelamento dei non elettroliti fissando con tutta sicurezza il punto zero del termometro. In generale per i 26 corpi organici non elettroliti esaminati non si hanno eccezioni forti e non è accennata la minima dissociazione. Per lo zucchero di canna, di latte, e maltosio si nota un aumento nella costante con l'aumentare della concentrazione, per l'alcool *n* butilico, l'amilico, per

l' acetone, acetamide, l' anilina e la salicina una diminuzione. Il primo fatto si potrebbe spiegare prendendo in considerazione la deviazione alla legge dei gas di Van der Waals per la grandezza molecolare che interviene, e nel caso dell' anilina ecc. si potrebbe ammettere delle attrazioni molecolari reciproche.

RUDOLPHI M. *Rifrazione molecolare dell' idrato di cloralio in soluzione con differenti solventi* (pp. 426-447). — I solventi adoperati sono acqua, alcool, toluolo. I calcoli furono fatti con le quattro formule proposte. La $D_{20/2}$ dell' idrato solido è 1,90805; D_{44} 1,9000. I valori calcolati per soluzioni in acqua e alcool si scostano di poco da quelli calcolati dall'idrato liquido. L'acqua si mostra notevolmente più dissociante; l' alcool e il toluolo dissociano nella stessa misura; da ciò si può rilevare che la forza dissociante o associante di un liquido non può essere un termine per decidere sulla sua convenienza per adoperarlo in simili ricerche, così pure non dice niente il comportamento refrattometrico del solvente.

ERNST C. *Catalisi del gas tonante per mezzo del platino colloidale* (pp. 448-484). — Il gas tonante in contatto con una soluzione colloidale di platino si combina in acqua. La reazione è lenta, ma è accelerata dalla ricchezza di platino in soluzione, e coll' aumentare della pressione. Siccome aumentando la pressione si aumenta la velocità di soluzione, così la combinazione del gas tonante sarebbe proporzionale alla velocità di soluzione. Aumentando la temperatura non si ha alcun vantaggio, anzi a temperatura elevata la reazione si arresta. Un eccesso di idrogeno o di ossigeno agisce come gas inerte. I veleni aggiunti alla soluzione colloidale (solfuro di carbonio, sublimato, acido prussico ecc.) agiscono come per la decomposizione dell' acqua ossigenata per mezzo della soluzione colloidale di platino.

KUENEN J. P. *Mescolanza di acido cloridrico e etere metilico* (pp. 485-489). È noto (Friedel 1875) che questa mescolanza fatta a 0° dà un liquido che bolle a 2° e non mostra un punto costante di dissociazione cosicchè la densità di vapore è anormale. Come c' è un massimo nel punto di ebollizione così c' è un minimo nella curva della tensione di vapore. Dall'A. fu studiata la curva della tensione di vapore al punto critico, o per meglio dire, fu osservato che un punto critico costante non esisteva. Già sotto 100° si ha la formazione senza reazione reversibile di cloruro di metile. L' acido cloridrico innalza la temperatura critica dell' etere metallico.

JAHN H. *Sul grado ed equilibrio di dissociazione degli elettroliti forti* (pp. 490-503).

MAC LENNAN J. C. *Conducibilità elettrica per i gas attraversati dai raggi catodici* (pp. 513-545). — La conducibilità dei gas non dipende dall' azione dei raggi catodici, ma da una ionizzazione, indotta però dai raggi e che è per una data intensità di questa proporzionale alla pressione, e per una costante pressione indipendente dalla natura dei gas come fu provato per l' aria, ossigeno, azoto, ossido di carbonio, idrogeno biossido di azoto. È descritta minutamente la parte sperimentale.

STUDY E. *Sul significato chimico della teoria degli invarianti. Risposta alle osservazioni del Sig. W. Alexeyeff* (pp. 546 550). —

RAUDNITZ R. W. *Annullamento della catalisi platinica per mezzo dei veleni* (pp. 551-552). — Secondo l'A. contrariamente a Bredig e Tkeda l' azione annullatrice dei veleni non si manifesterebbe sul catalizzatore, ma sulle sostanze da catalizzare e sopra i prodotti. Il latte in presenza di acido prussico decompone assai lentamente l' H_2O_2 spostando con una corrente di aria l' acido si ha la catalisi così energica come prima dell' aggiunta dell' acido cianidrico.

MARCHIS L. *Le continue trasformazioni nel vetro, e lo spostamento del punto zero nei termometri.* - II (pp. 554-604). — Basandosi sulla teoria di Duhem e sui dati sperimentali sull' influenza del rapido riscaldamento e raffreddamento del vetro l'A. arriva a concludere che si può prevedere le variazioni a cui può andare soggetto un termometro. Tuttavia del termometro non solo bisogna conoscere la sua storia di costruzione ma il suo comportamento dopo un certo tempo di uso.

MARCHIS L. *Misure termometriche di precisione* (pp. 605-612). — Fondandosi sopra esperienze proprie sono date alcune norme per misure termometriche di precisione. Termometri che per le esperienze di Raoult servono a misure intorno a 100° dovrebbero essere conservati sempre a 100°, e quelli che servono per misure a 0° dovrebbero essere tenuti sempre a 0°.

KULLGREN C. *Azione dei non elettroliti sulla saponificazione dell' acetato di etile* (pp. 613-622). — In generale la velocità di saponificazione dell' acetato di etile per aggiunta di non elettroliti viene diminuita. Nel caso dello zucchero di canna, e in parte della glicerina, il fatto dipende dalla formazione di un saccarrato che è idrolizzato, come pure si rivela dalla conducibilità elettrica. La velocità di saponificazione viene pure diminuita dall' alcool metilico, etilico, acetone senza però la formazione di sale sodico. In questo caso l'A. fa una distinzione di molecole « attive » che sono quelle che direttamente prenderebbero parte alla saponifica-

zione, il numero delle quali diminuisce sostituendo il solvente acqua con un altro.

ABEL E. *Osservazioni sul lavoro di Luther: Sul comportamento elettromotore di sostanze a più gradi di ossidazione* (p. 623).

Dott. R. SALVADORI.

Philosophical Magazine. Serie 6, Vol. 3, 1902.

Lord KELVIN. *Epino atomizzato* (pp. 257-283). — Secondo la teoria di Epino, i due stati elettrici son dovuti ad un eccesso o ad un difetto di un fluido unico, che penetra fra gli atomi della materia ponderabile. Porzioni di materia priva di tal fluido, come pure porzioni del fluido stesso, si respingono mutuamente, mentre vi è attrazione fra materia e fluido elettrico.

Lord Kelvin suppone invece che il fluido di Epino consista di atomi uguali, più piccoli di quelli della materia ponderabile, e capaci di penetrare liberamente tanto gli atomi, che gli spazi interatomici. Tali atomi, che l'A. chiama *elettrioni*, son supposti sferici, e, come nella teoria di Epino, si suppone che esista repulsione fra atomi e atomi e fra elettrioni ed elettrioni, mentre vi sia attrazione fra atomi ed elettrioni, secondo la legge newtoniana. L'azione reciproca si suppone che vari continuamente e diventi nulla solo quando il centro dell'elettrione è giunto al centro dell'atomo; però quando l'elettrione è penetrato entro l'atomo, la forza deve variare semplicemente come la distanza dal centro dell'atomo.

Gli elettrioni debbono essere elettrizzati negativamente, e gli atomi della materia ponderabile positivamente. Un corpo neutro consiste in un insieme di atomi aventi ciascuno nel centro tanti elettrioni, quanti occorrono per neutralizzarne la carica.

Con tali ipotesi l'A. spiega i fenomeni dell'elettrizzazione, della polarizzazione dei dielettrici e la conduttività dei metalli, la piroelettricità e la piezoelettricità; e ritiene che esse aprano la via ad una dinamica definita dall'elettrolisi, dell'affinità chimica e del calore di combinazione.

Mc. CLING R. K. *Velocità della ricombinazione degli ioni nei gas a pressioni diverse* (pp. 283-305). — Scopo di queste ricerche è stato di determinare la velocità con la quale si ricombinano gli ioni nei gas a pressioni diverse, per riconoscere se rimane sempre valida la relazione $du \mid dt = -\alpha n^2$ trovata da Rutherford per l'aria alla pressione di 1 atm. I resultati ottenuti dimostrano che tal relazione vale anche per pressioni fra 0,125 atm. e 3 atm. Il coefficiente α ha il valore $2,20 \times 10^{-6}$ ed è indipendente dalla

pressione. Le stesse leggi, salvo il valore di x che è diverso, valgono per l' H e la CO_2.

DONNAN F. G. *Condensazione dei vapori dei liquidi organici in presenza di aria priva di pulviscolo* (pp. 305-310). — Le ricerche dell'A. furono intraprese per fornire qualche contributo alla teoria della dissociazione elettrolitica, sembrando probabile che, come nei liquidi che hanno grande potere dissociante, gli ioni del soluto possano ritenersi circondati da molecole di solvente, che si oppongono alla unione degli ioni stessi, così i vapori di liquidi dissocianti si condensino attorno ai nuclei che sieno già liberi o si producano nel gas in cui quei vapori si formano; mentre tal condensazione non dovrebbe prodursi nei vapori di liquidi che non hanno potere dissociante.

Quantunque non del tutto sicuri, i resultati ottenuti dall' A. sembrano confermare tali vedute, perchè mostrano che la condensazione dei vapori si effettua con gran difficoltà per alcuni liquidi organici che non hanno grande potere dissociante.

LYLE T. L. *Sui filamenti e sugli strati magnetici circolari equivalenti a rocchetti circolari, e sul raggio equivalente di un rocchetto* (pp. 310-329). — Paragonando i potenziali di un rocchetto la cui gola ha la sezione quadrata di lato η e il cui raggio medio è a e che ha n spire per cm. e che è percorso da una corrente C, con quello di una spira circolare concentrica e coassiale col rocchetto e percorsa da una corrente n C, l'A. trova che essi sono eguali se il raggio della spira è $a\left(1+\frac{\eta^2}{24a^2}\right)$. Quella spira può dunque sostituirsi al rocchetto, e il suo raggio è detto raggio equivalente del rocchetto.

Per rocchetti che non hanno sezione quadrata, si trova che un rocchetto di cui η è lo spessore nel senso del raggio e ξ la lunghezza nel senso dell' asse, equivale a due spire circolari di raggio $a\left(1+\frac{\eta^2}{24a^2}\right)$ poste ad una distanza $\frac{\xi^2-\eta^2}{12}$ dal piano mediano del rocchetto, e ciascuna delle quali sia percorsa da una corrente $\frac{1}{2}n$ C.

Questo risultato può evidentemente semplicizzare i calcoli dei galvanometri e degli elettrodinamometri, nonchè quelli dei coefficienti d' induzione mutua, come l'A. fa vedere con opportuni esempi.

MICHELSON A. A. *Sulla velocità della luce* (pp. 330-337). — Per la grande importanza che ha l' esatta cognizione della velocità della luce, l'A. ritiene che dovrebbero eseguirsi nuove mi-

sure, e propone per ciò un nuovo metodo, che consiste in una combinazione di quello di Foucault con quello di Fizeau, adoperando però un reticolo invece della ruota dentata.

La luce proveniente da una sorgente dovrebbe passare attraverso una lastra semiargentata e, dopo esser passata per una lente, cadere sulla metà superiore di uno specchio rotante, da cui sarebbe riflessa sul reticolo ove formerebbe l' immagine della fenditura. Dal reticolo sarebbe riflessa sulla metà inferiore dello specchio rotante, che la rimanderebbe, attraverso una seconda lente, sulla lastra semiargentata, da cui sarebbe riflessa l' immagine della fenditura che si potrebbe osservare con un oculare.

Con questo metodo sarebbero eliminati o ridotti di molto gl' inconvenienti che sono stati segnalati negli altri metodi fin qui adoperati.

Lord RAYLEIGH. *Sulla pressione delle vibrazioni* (pp. 338-346). — Secondo la teoria di Maxwell le vibrazioni dell' etere debbono esercitare una pressione su una superficie perfettamente speculare, e l' esistenza della pressione è stata determinata sperimentalmente per la luce dal Lebedew. L'A. espone qui la teoria generale delle pressioni che sono esercitate da qualunque specie di vibrazioni.

WANKLYN J. A. *Sulle proprietà fisiche delle soluzioni dei gas nei liquidi* (pp. 346-348 e 498-500). — Facendo arrivare 2 cm³ di una soluzione concentrata di potassa caustica alla base di una colonna d' acqua satura di CO_2, e sopra la quale stava della CO_2 alla pressione di 1 atm., fu osservato che dopo 70 ore il volume della CO_2 gasosa era rimasto invariato. Ne segue che le molecole isolate di CO_2 non si muovono nell' acqua, ma che invece formano con le molecole H_2O un aggregato liquido, di densità maggiore dell' acqua pura. Ciò spiega perchè la CO_2 si scioglie nell' acqua sopra la quale si trovi: quegli aggregati che si formano alla superficie cadono al fondo e producono correnti liquide che determinano presto la saturazione. La soluzione dell' ossigeno si fa assai più lentamente, e uno strato di 10 cm. di acqua può benissimo proteggere per circa un mese le sostanze organiche dell'ossidazione dovuta all' ossigeno atmosferico.

Sperimentando in modo analogo, l'A. trova che anche la soluzione dell'ammoniaca nell'acqua si fa con molta lentezza, allorchè il liquido è lasciato in riposo.

CUTBERSTON C. *Disposizione delle bande nel primo gruppo dello spettro positivo dell' azoto* (pp. 348-353). — L'A. mostra che le bande del primo gruppo di quello spettro, cioè fra $\lambda = 6622$ e $\lambda = 5000$, possono disporsi in serie che seguono una legge simile

a quella data da Deslandres pel secondo gruppo che va da $\lambda = 5000$ a $\lambda = 2820$.

THOMSON J. J. *Effetto di un campo magnetico trasversale sulla resistenza dei metalli* (pp. 353-356). — Secondo van Everdingen la teoria che la corrente elettrica anche nei metalli è dovuta al moto di particolle cariche richiede che la resistenza di un metallo diminuisca in un campo magnetico trasversale. L'A. invece mostra che tal conclusione deriva da alcune ipotesi poco accettabili e che si deve invece ritenere che tal resistenza aumenti, come egli aveva di già dimostrato nel rapporto presentato al Congresso di Parigi del 1900.

GILBERT N. E. *Alcune esperienze sulle relazioni fra l'etere, la materia e l'elettricità* (pp. 361-380). — L'esistenza dei magneti permanenti mostra che un qualunque ritardo, dovuto ad una resistenza che si opponga alla rotazione delle molecole, deve esser molto piccolo. Nel caso degli elettromagneti, l'energia spesa nel vincire tal resistenza, se esiste, deve provenire dalla corrente magnetizzante, e tale spesa di energia dovrebbe manifestarsi come un aumento di resistenza elettrica che subirebbe il circuito. Ma tutti i tentativi fatti dall'A. per scoprire tale aumento di resistenza condussero a un resultato negativo, forse a motivo della piccolezza del fenomeno, che rende assai difficili le misure.

Altra importante questione era quella di decidere se l'etere che circonda immediatamente un corpo ponderabile si muove con quel corpo o si lascia attraversare da esso restando immobile. Se, come sembra resultare dalle esperienze sopra riferite, l'etere non offre una resistenza d'attrito o viscosa, si deve ritenere che esso rimanga stazionario e dia libero passaggio alla materia. Ma diverse esperienze fatte in passato condussero a resultati contradittori, e d'altronde il fatto che una molecola vibrante può mettere in vibrazione l'etere, accenna ad una specie di attrito fra etere e materia.

Per suggerimento del Prof. Rowland l'A. tentò di riconoscere se si generi una corrente elettrica in un filo metallico che si sposti parallelamente a se stesso; ma anche questi tentativi, fatti mediante la rotazione di un rocchetto attorno al suo asse e in condizioni svariate, non dettero alcun resultato positivo.

WADE E. B. H. *Nuovo metodo igrometrico* (pp. 380-385). — La novità del metodo consiste nel sostituire all'acqua pura una soluzione di acido solforico per bagnare il bulbo del termometro dello psicrometro.

BARTON E. H. e LAWS S. C. *Sulle pressioni dell'aria usate nel suonare gli strumenti d'ottone* (pp. 385-393). — Dalle misure

eseguite mediante un manometro ad acqua opportunamente unito agli strumenti a fiato, gli A. hanno potuto stabilire, fra altri resultati, che la pressione necessaria alla produzione di una nota di data intensità è proporzionale al logaritmo della sua frequenza. La pressione poi è indipendente dalla posizione che ha la nota nella scala, cioè è la stessa tanto che la nota sia ottenuta come terza armonica di un corto tubo, quanto che sia la quarta armonica di un tubo più lungo, etc.

La pressione necessaria ad ottenere una data intensità colla tromba o colla cornetta è poi molto minore di quella che occorre pel trombone.

TROWBRIDGE J. *Il rocchetto d' induzione* (pp. 393-396). — Il rocchetto qui descritto ha il nucleo di ferro lungo 48 pollici e del diametro di pollici 3 $^1|_2$, su cui è avvolto un solo strato di filo di rame del n.° 6. Il secondario è formato da 140 rocchetti, ciascuno di 400 a 500 spire, separati fra loro da dischi di vetro dello spessore di $^1|_8$ di pollice. La resistenza totale è di 246600 ohm. Questo rocchetto non ha condensatore, essendo sufficiente la capacità elettrostatica propria. Il suo interruttore è formato da un' asta di platino che, mediante un motorino elettrico, si muove verticalmente e viene così, ad ogni rotazione dell' eccentrico cui è fissata, ad immergersi in un recipiente contenente acqua acidulata nella quale sta fisso l' altro elettrodo di piombo.

L' eccentrico cui è fissata l' asticella di platino porta un settore metallico sul quale si appoggia una spazzola che porta la corrente all' interruttore; e facendo ruotare tale spazzola attorno all' asse dell' eccentrico, si può regolare l' intensità della corrente che passa pel rocchetto. Con questa disposizione si può far variare continuamente la lunghezza della scintilla; che con la corrente a 110 volta può giungere fino a 30 pollici.

L'A. ritiene che questo debba essere il tipo preferito dei rocchetti, e che quelli col condensatore e coll' interruttore meccanico abbiano ormai fatto il loro tempo.

WOOD R. W. *Un caso probabile di risonanza elettrica che piccolissime particelle metalliche presenterebbero per le onde luminose* (pp. 396-410). — Facendo volatilizzare un frammento di sodio o di potassio entro un palloncino di vetro da cui è tolta l'aria, le particelle metalliche si depositano sulle pareti formando sottilissimi strati, che presentano colori molto vivaci. Tali colori, che non si possono spiegare con i fenomeni di diffrazione, sono probabilmente prodotti da una specie di risonanza, analoga a quella che Garbasso e Aschkinass ottennero per le onde elettriche me-

diante strisciolioe di stagnola regolarmente disposte su una lastra di vetro.

Lord RAYLEIGH. *Sulla questione dell' idrogeno nell' atmosfera* (pp. 416-422). — Secondo il Gautier l' aria conterrebbe normalmente circa 2 parti di idrogeno su 10000, e già l'A. si occupò di verificare se ciò fosse realmente vero (cfr. *N. Cim.* (5), 3, p. 94). Nuove ricerche spettroscopiche e alcune analisi dirette instituite appositamente conducono ora l'A. a concludere che se l' aria contiene dell' idrogeno, la proporzione non può eccedere, molto probabilmente, 1 parte su 30000.

MELLOR J. W. *Su una legge dell' attrazione molecolare* (pp. 423-424). — Poichè secondo van der Waals l' equazione caratteristica dei gas è

$$\left(p+\frac{a}{v^2}\right)(v-b)=\mathrm{R\,T}\,,$$

il lavoro totale dell' espansione sarebbe

$$\mathrm{W}=\int\left(p+\frac{a}{v^2}\right)dv=\int p\,dv+\int\frac{a}{v^2}\,dv\,,$$

nella quale $\int p\,d\,v$ rappresenta il lavoro esterno e $\int\frac{a}{v^2}\,dv$ quello interno dovuto alle azioni molecolari. Questo lavoro interno, nel passaggio dal volume v_1 al volume v_2 è quindi data da

$$\mathrm{W}=\int_{v_1}^{v_2}\frac{a}{v^2}\,dv=a\left(\frac{1}{v_1}-\frac{1}{v_2}\right).$$

Ponendo ora $v=c\,r^3$, con r distanza fra due molecole, si può scrivere

$$\mathrm{W}=\frac{a}{c}\int_{r_1}^{r_2}\frac{1}{r^4}\,dr\,,$$

e di qui si vede che la forza di attrazione molecolare, secondo l' equazione di van der Waals deve essere proporzionale a $\frac{1}{r^4}$, che coincide con la legge proposta dal Sutherland.

CHANT C. A. *Ricerca sperimentale sulla localizzazione superficiale negli oscillatori elettrici* (pp. 425-444). — Dalla teoria di Stefan per le oscillazioni elettriche, si deduce che lo spessore di

un conduttore cilindrico rettilineo sul quale l' intensità della corrente è ridotta ad essere $\frac{1}{e}$ del valore in superficie, è dato da

$$x = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\sigma}{\mu n}},$$

essendo σ la resistenza specifica, μ la permeabilità magnetica del conduttore ed n la frequenza delle oscillazioni.

È noto che varie sono state le opinioni sull' azione che ha la natura del metallo sulla penetrazione delle oscillazioni elettriche; e che sull' effetto dello spessore del metallo degli oscillatori, soltanto Preece e Righi riferiscono che l' azione è più potente con sfere piene che con sfere cave di ugual diametro.

Adoperando oscillatori cilindrici formati da strati più o meno grossi di diversi metalli, e servendosi del rivelatore magnetico del Rutherford, l'A. ha eseguito una numerosa serie di esperienze, dalle quali resulterebbe che strati esilissimi di metallo si comporterebbero allo stesso modo di conduttori pieni.

Cassie W. *Spettroscopi a braccio fisso con trasmissione multipla* (pp. 449-457). — Son descritti diversi tipi di spettroscopi nei quali, per mezzo di due prismi aventi una delle faccie argentate, o con prismi a riflessione totale, si ottiene che il raggio luminoso attraversi più volte i prismi stessi, aumentando così la dispersione. Ma senza l' aiuto dei disegni che accompagnano la descrizione, non è possibile riferire i particolari delle disposizioni adoperate.

Petavel J. E. *Manometro registratore per alte pressioni dovute alle esplosioni* (pp. 461-471). — Perchè un manometro possa seguire le rapide variazioni della pressione dovuta ad una esplosione, è necessario che la parte mobile sia assai leggera e la forza antagonista molto rilevante. L'A. descrive una forma di manometro, a cavità sferica, che si presta bene per tale registrazione, mediante uno specchietto messo in moto dallo stantuffo del manometro, e che riflette un raggio luminoso su una pellicola fotografica avvolta su un cilindro rotante. Con tale manometro l'A. ha studiato come varia la pressione in un miscuglio d' aria e gas illuminante che esplode, e ne dà i risultati in due tabelle.

Cook S. R. *Sulle particelle natanti in un' onda sonora e sulle forze dovute al flusso di un fluido viscoso attorno a delle sfere* (pp. 471-482). — È uno studio delle attrazioni e repulsioni acustiche, che l'A. fa seguendo il König, ma tenendo anche conto delle forze di attrito fra il gas vibrante e le particelle in esso sospese, con le quali si formano delle lamine nella colonna vi-

brante. Egli trova che esse formansi non solo nei ventri di una onda stazionaria, ma dovunque vi è un flusso di fluido viscoso, di direzione alternamente variabile, attorno a particelle solide. Per spiegare la formazione di tali lamine, oltre le forze che derivano dalle proprietà dei fluidi perfetti, son necessarie anche quelle di attrito sopra dette.

EVERETT J. D. *Sulle linee focali e sulle fronti d' onda a forma di toro* (pp. 483-486). — L'A. dà alcune spiegazioni sulle proprietà di un fascio conico di raggi luminosi, che è riflesso da una superficie sferica, e mostra come onde con la fronte a forma di toro possano ottenersi facendo servire da riflettore la superficie ottenuta dalla rotazione di una porzione di ellisse attorno ad una perpendicolare al piano dell' ellisse passante per uno dei suoi fuochi.

LYLE T. R. e HOSKING R. *Variazioni termiche della conduttività molecolare specifica e della fluidità delle soluzioni di cloruro di sodio* (pp. 487-498). — Determinando contemporaneamente, sulla medesima soluzione, la conduttività molecolare e la fluidità (cioè l' inverso della viscosità) gli A. trovano che le curve rappresentative delle variazioni di esse con la temperatura sono analoghe, ma non identiche. Il rapporto fra la conduttività C e la fluidità F per una medesima concentrazione diminuisce proporzionalmente all' aumento di temperatura, e i risultati ottenuti per le soluzioni di NaCl sono ben rappresentati della formula

$$\frac{C}{F} = u\,(1 - 0{,}00164\; t),$$

ove u dipende soltanto dalla concentrazione e t è la temperatura.

WARLEY W. M. *Sul magnetismo indotto nel ferro in campi rapidamente oscillanti* (pp. 500-512). — Quantunque resultasse dai lavori di Thomson, Trowbridge, Klemencic etc. che il magnetismo segue le rapide oscillazioni delle scariche di un condensatore, pure non vi è nessuna prova diretta che il ferro si magnetizza in quei campi; e l'A. ha ottenuto tal prova ricorrendo al tubo di Braun.

Nel circuito di scarica di un condensatore son contenuti tre rocchetti uguali fra loro, due dei quali son posti l' uno per diritto all' altro in prossimità del tubo di Braun. Quando questi due son percorsi in sensi opposti dalla scarica, e nel terzo rocchetto, che è lontano dal tubo, è posto un fascio di fili di ferro, il fascio catodico non subisce alcuna deviazione; ma se il fascio di fili di ferro si toglie dal terzo rocchetto e si pone in uno dei primi due, si ha della macchia luminosa una deviazione, la cui ampiezza,

dipende dalla magnetizzazione assunta dal fascio di fili sotto l'azione delle correnti oscillanti che percorrono il rocchetto in cui il fascio è contenuto.

L'A. dà le curve che rappresentano le deviazioni per diversi fasci di fili di ferro in funzione del numero delle oscillazioni al secondo, e quelle che rappresentano come varia, per diverse frequenze, la magnetizzazione in funzione del campo. Dalle esperienze eseguite egli non può peraltro dedurre il valore della permeabilità magnetica, perchè non si sa quanta parte del ferro che forma il fascio è invasa dalle oscillazioni; ma si può ritenere che per una frequenza di 10000 si abbia $\mu = 110$, prossimamente; valore che concorda con quello indicato da Klemencic, ma che è molto minore di quello che St. John avrebbe trovato per oscillazioni molto più rapide.

Lewis P. *L'ufficio del vapor acqueo nella conduzione dei gas* (pp. 512-514). — L'A. non concorda col Trowbridge circa le ragioni per le quali l'idrogeno dovrebbe ritenersi come un coibente perfetto, e riferisce sopra alcuni esperimenti coi quali egli dimostra che anche in tubi ad idrogeno nei quali, mediante il sodio, è stato tolto tutto il vapor acqueo, si ha sempre la scarica elettrica. Quindi non si potrebbe asserire in modo assoluto, come fa il Trowbridge, che la presenza del vapor acqueo è necessaria per ottenere la scarica nei gas rarefatti.

A. Stefanini.

Pietro Salvioni, *gerente responsabile.*

CONDUCIBILITÀ E RITARDO DI POLARIZZAZIONE DIELETTRICA.

Memoria del Dott. F. MACCARRONE [1]).

In questa nota, che fa seguito ad un'altra pubblicata da me un anno fa [2]), riferisco i risultati sperimentali da me ottenuti nel ricercare quale influenza esercita la durata del campo elettrico sulla polarizzazione dielettrica.

Indi farò vedere quali conseguenze se ne ricavano relativamente alla polarizzazione dielettrica con campi elettrostatici variabili e, conseguentemente, alla dissipazione dell'energia elettrica nei condensatori sottoposti a correnti variabili.

Intorno alle suddette quistioni si sono in breve tempo eseguite molteplici ricerche, sia di indole scientifica, che di indole puramente industriale; e non solo si è misurata direttamente la quantità di energia elettrica che viene dissipata nel coibente sotto forma di calore, ma in molti casi si è cercato di determinare per punti la curva di polarizzazione dei vari dielettrici sottoposti a campi variabili; questa curva è, per molto tempo, sembrata analoga alle note curve di isteresi magnetica.

La più completa risoluzione di queste quistioni si avrebbe stabilendo le leggi generali che legano l' andamento della polarizzazione dielettrica in campi elettrostatici costanti o variabili. E siccome lo stabilirsi, il cessare e, in generale, qualsiasi variazione dello stato di polarizzazione nell'interno di un coibente è equivalente ad un movimento di elettricità

1) Lavoro eseguito nell'Istituto di Fisica dell'Università di Pisa, diretto dal Prof. A. Battelli.

2) Nuovo Cimento, vol. 2., 1901; Physikalische Zeitschrift, N. 4, 1901.

parallelamente alla direzione della polarizzazione, così si riannodano anche a questo stesso tema gli studi che sono stati fatti sulla conducibilità dei dielettrici.

Anzi vedremo che, introducendo la considerazione di questa conducibilità, si spiegano con elegante semplicità i fenomeni di ritardo di polarizzazione nei dielettrici e cade il carattere di alta novità scientifica di alcuni fenomeni, che fecero per un certo tempo sospettare l'esistenza di una isteresi dielettrica correlativa all' isteresi magnetica del ferro.

Già il Wullner[1]) in una serie di misure, dirette a ricercare se la costante dielettrica di un corpo è un elemento dipendente o no dalla conducibilità del medesimo, era incidentalmente venuto a dei risultati molto preziosi su questo argomento.

Egli sperimentava con un condensatore piano a dielettrico solido: metteva un' armatura in comunicazione col suolo, dava all'altra una carica iniziale e determinava in seguito come diminuiva col tempo il potenziale dell' armatura carica.

Però, con la sua disposizione sperimentale, tra l'istante in cui veniva caricato il condensatore e quello in cui veniva fatta la prima lettura di potenziale, dovevano passare non meno di due minuti primi; mentre oggi, specialmente se si vuol mirare a risultati applicabili alla polarizzazione dielettrica con correnti alternate, importerebbe che fosse stato ridotto di molto il detto intervallo di tempo.

Lo stesso si deve dire delle pregevoli ricerche che in seguito furono fatte dal Curie[2]) con l' uso del suo *quarzo piezoelettrico*.

Il mio metodo, essenzialmente diverso da quelli finora usati, mi ha invece permesso di seguire le variazioni delle cariche indotte alla superficie dei coibenti dopo una piccola frazione di secondo che i medesimi erano stati sottoposti ad un campo elettrico.

Per riuscire a ciò ho tratto partito dal noto fenomeno di orientazione che presenta un ago dielettrico sospeso per il

1) Sitzungberichte der Münchner Akademie, 1875, 1877. Wied. Ann. vol. I.

2) Annales de Chimie et de Physique, Vol. 17 e 18, 1889.

suo punto medio in un campo elettrico [1]) Per le ragioni che vedremo in seguito io do al dielettrico la forma di cilindro a sezione ellittica. Sospendo il medesimo, con l'asse verticale, tra le armature, pure verticali, di un condensatore aria; queste possono essere rapidamente messe in comunicazione con i poli di una batteria di accumulatori. Allo stabilirsi del campo elettrostatico il cilindro tende, con una rotazione intorno al proprio asse, a disporsi in maniera da offrire la minima sezione al flusso di forza elettrica, ossia in maniera che l' asse maggiore di una sua sezione retta, risulti perpendicolare alle lastre del condensatore. Il momento di rotazione del cilindro è massimo quando quell'asse fa l'angolo di 45° colle lastre e può ritenersi proporzionale alla polarizzazione del coibente. In realtà il cilindro non raggiunge la sua nuova posizione di equilibrio se non dopo una lunghissima serie di oscillazioni; tuttavia essendo trascurabile nelle mie esperienze il coefficiente di smorzamento nel sistema mobile, si riesce facilmente, e con discreta approssimazione, ad eliminare l' effetto delle forze di inerzia, quando si può seguire senza interruzione i movimenti del sistema. A tal uopo uno specchietto, unito rigidamente al cilindro, riceve un sottile fascio di luce solare e mi permette la registrazione fotografica dei movimenti del dielettrico.

1) La prima osservazione di questo fenomeno, da qualcuno attribuita ai Sig.ri Gräetz e Fomm, si deve al Matteucci, il quale così lo descrive negli Annales de Chimie et de Physique, Vol. 27, pag. 134, 1859:

« Pour étudier l' attraction électrique d' un corps électrisé sur les corps isolants neutres, j' ai préparé des petits cylindres d' acide stéarique, de soufre, de gomme laque. Ces cylindres avaient 8 à 10 millimètres de longueur et 2 d' épaisseur; on les suspend avec un fil de cocon sous une grande cage de verre dont l' air est desséché avec la chaux caustique.

« Lorsqu' on est bien sur que l' aiguille isolante est parfaitement privée d' électricité, on introduit sous la cage, à la distance de 8 à 10 centimètres de l' aiguille isolante, un bâton de gomme laque ou un tube de verre électrisé. A l' instant on voit l' aiguille attirée, osciller et s' arrêter enfin, comme ferait une aiguille magnétique en face d' un aimant. Alors il est très-facile de s' assurer que les deux estrèmités de l' aiguille sont chargées d'électricité contraire, et que celle qui regarde le corps électrisé a une électricité contraire à celle de ce corps. En éloignant le corps électrisé, l' aiguille isolante ne donne plus aucun signe d' électricité ».

Prima di passare alla descrizione degli apparecchi da me adoperati faccio notare che, nel parlare di polarizzazione dielettrica, io non intendo attaccarmi a nessuna ipotesi sul meccanismo molecolare con cui avviene detta polarizzazione; e se nel seguito farò uso delle formule alle quali si perviene ammettendo che ogni elemento del dielettrico si comporti come un piccolo magnete, lo farò perchè mi sembra che le stesse formule si possano stabilire indipendentemente da quella ipotesi, cioè partendo dal noto principio sperimentale, che l'attrazione di due masse elettriche dipende dalla natura del mezzo in cui esse sono immerse. Questo concetto, che non è affatto messo in rilievo nei trattati di elettricità, si dimostra molto semplicemente nella maniera seguente.

Come è noto, dal suddetto principio sperimentale si deduce che, mentre nell' aria resta costante il flusso di forza attraverso una sezione qualunque di un tubo di forza, in un ambiente eterogeneo resta invece costante il flusso di induzione; ossia in ogni punto della superficie di separazione di un coibente dall' aria si ha [1])

$$K\left(\frac{\partial V}{\partial n}\right)_1 = \left(\frac{\partial V}{\partial n}\right)_2$$

dove $-\left(\frac{\partial V}{\partial n}\right)_1$ rappresenta la componente della forza elettrica secondo la normale alla superficie nel mezzo di costante dielettrica K e $-\left(\frac{\partial V}{\partial n}\right)_2$ la componente analoga nell' aria. Ciò porta una discontinuità nella forza elettrica al passaggio attraverso la superficie del coibente. Precisamente si ha

$$K\left(\frac{\partial V}{\partial n}\right)_1 - \left(\frac{\partial V}{\partial n}\right)_2 = (1-K)\left(\frac{\partial V}{\partial n}\right)_1 .$$

Ora, per la determinazione della funzione potenziale V, si può sempre supporre che una tale discontinuità provenga da cariche elettriche deposte sulla superficie di discontinuità e fare a meno di tener conto della eterogeneità del mezzo dalle due parti di detta superficie. La densità σ da attribuire a

1) Cfr. p. es. Drude. Physik des Aethers, pag. 266.

dette cariche si ottiene identificando l' ultima eguaglianza con quella

$$\left(\frac{\partial V}{\partial n}\right)_1 - \left(\frac{\partial V}{\partial n}\right)_2 = -4\pi\sigma$$

che dà la discontinuità della forza elettrica attraverso una superficie carica [1]). Si ha quindi

$$\sigma = \frac{K-1}{4\pi}\left(\frac{\partial V}{\partial n}\right)_1$$

ovvero, chiamando F_n la componente del campo secondo la normale alla superficie del coibente, si ha

$$\sigma = -\frac{K-1}{4\pi} F_n . \tag{1}$$

Il dielettrico agisce quindi nel senso che, restando ferme tutte le altre cariche che sono sparse nel campo, se non ci fosse il dielettrico la funzione potenziale verrebbe in ogni punto diminuita della quantità

$$V = \int \frac{\sigma\, dS}{r} = -\frac{K_1 - 1}{4\pi}\int \frac{1}{r} F_{n_1}\, dS$$

dove l' integrazione va estesa alla superficie del dielettrico.

Ora si ha

$$F_n = X\cos(nx) + Y\cos(ny) + Z\cos(nz), \tag{2}$$

dove X, Y, Z sono le componenti del campo elettrico e quindi

$$V = -\frac{K-1}{4\pi}\int\left\{\frac{X}{r}\cos(nx) + \frac{Y}{r}\cos(ny) + \frac{Z}{r}\cos(nz)\right\} dS.$$

Ora per il noto teorema di analisi

$$\int f\cos(nx)\,dS = -\int \frac{\partial f}{\partial x}\,dv$$

1) Scrivendo questa relazione supponiamo implicitamente che la normale n sia volta verso l' interno della superficie chiusa su cui è deposto lo strato elettrico. Conserveremo sempre questa convenzione.

il precedente integrale si può trasformare in un integrale esteso al volume v racchiuso dalla superficie S e si ha

$$V = \frac{K-1}{4\pi} \int \left\{ \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{X}{r}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{Y}{r}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{Z}{r}\right) \right\} dv \,.$$

Eseguendo le derivazioni dei quozienti $\frac{X}{r}, \frac{Y}{r}, \frac{Z}{r}$ ed osservando che

$$\frac{\partial X}{\partial x} + \frac{\partial Y}{\partial y} + \frac{\partial Z}{\partial z} = 0$$

il precedente integrale si può finalmente mettere sotto la forma

$$V = \frac{K-1}{4\pi} \int \left\{ X \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial x} + Y \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial y} + Z \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial z} \right\} dv$$

ossia se si pone

$$(3) \qquad \left\{ \begin{aligned} \alpha &= -\frac{K-1}{4\pi} X \\ \beta &= -\frac{K-1}{4\pi} Y \\ \gamma &= -\frac{K-1}{4\pi} Z \end{aligned} \right.$$

si può mettere sotto l'altra forma

$$(4) \qquad V = -\int \left\{ \alpha \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial x} + \beta \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial \gamma} + \gamma \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial z} \right\} dv \,.$$

Queste sono le formule a cui abbiamo accennato fino dal principio. Crediamo di esserci messi in grado di potere utilizzare le medesime e quella parte della teoria di Mossotti-Poisson che è fondata unicamente su queste formule, senza bisogno di ricorrere alle ipotesi fatte dai suddetti sulla costituzione dei dielettrici. Alle (3) e (4) conviene subito aggiungere l' altra (vedi formule (1) e (2))

$$(5) \qquad \sigma = \alpha \cos(n\,x) + \beta \cos(n\,y) + \gamma \cos(n\,z)$$

la quale ci dice che la grandezza della densità delle cariche indotte sulla superficie del coibente non è altro che la proiezione del segmento rappresentante la polarizzazione sulla normale alla superficie del coibente.

Per chiudere questo rapido sguardo teorico sui dielettrici bisogna osservare che finora non abbiamo fatto nessuna restrizione sul rapporto K tra le forze che si esercitano tra due masse m, m' secondo che esse sono immerse nell'aria o in un altro mezzo.

Dipenda esso o no dall' intensità delle forze elettriche colle quali si sperimenta, dipenda o no dalla durata del campo, ci sarà sempre lecito applicare le formule che abbiamo stabilito purchè volta per volta si attribuisca a K il valore che gli compete all' istante considerato e nelle condizioni in cui si sperimenta.

Apparecchi adoperati.

a) *Condensatore ad aria.* — L' apparecchio principale di cui mi sono servito in queste ricerche è quello che io finora ho chiamato semplicemente condensatore ad aria ed è rappresentato dalla fig. 1. Le sue armature sono costituite da un sottile strato di argento depositato nella parte centrale di due lastre piane di vetro A B C D, A' B' C' D'.

Queste son tenute alla opportuna distanza (di 4 cm. circa) mediante due strisce di vetro verticali A B A' B', C D C' D', e quattro tiranti di ottone forniti di dadi a vite negli estremi e attraversanti le lastre principali. Tra il vetro e ciascuno dei dadi sono state impegnate delle lastrine di ottone delle quali le superiori servono a tener fissa una striscia di vetro B C B' C' portante un tubo t con sospensione bifilare e le inferiori servono per fermare tutto l' apparecchio su una base orizzontale di ebanite fornita di viti a livello.

Delle due pagine di ciascuna lastra principale di vetro, quella argentata è l' interna; ognuna di esse comunica con un serrafilo (E, F) fissato alla base di ebanite.

La parte mobile dell' apparecchio, rappresentata dalla fig. 2 veniva per l' uncino D appesa al filo di bozzolo della

sospensione bifilare e poi, attraverso il tubo *t*, veniva introdotta fra le due lastre argentate. Come è stato già ac-

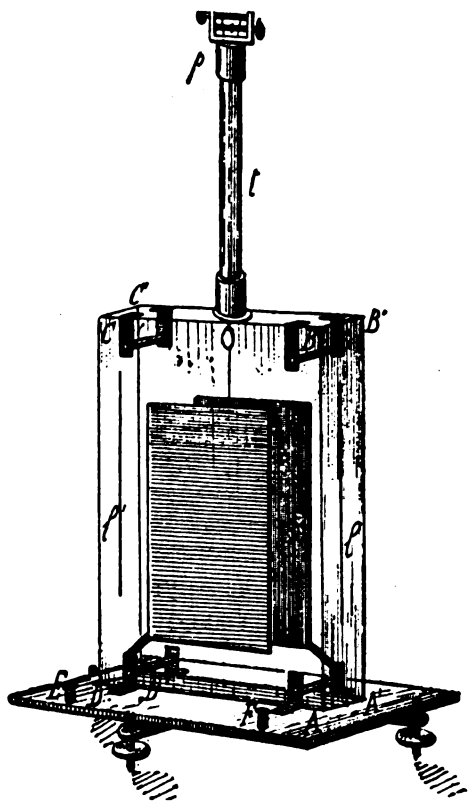



Fig. 1. Fig. 2.

cennato, detta parte mobile è costituita essenzialmente da un cilindro a sezione ellittica fatto con il coibente da esaminare; esso viene impegnato in un morsetto di ebanite al quale è unito rigidamente uno specchietto e l' uncino D.

Il punto più delicato di tutto l' apparecchio sta nella costruzione della parte compresa tra l' uncino e il cilindro B A: una dissimetria della medesima rispetto all' asse di rotazione darebbe origine, sotto l' azione del campo elettrico, ad una coppia indipendente da quella dovuta al cilindro da esaminare. Per la stessa ragione bisogna che il tratto (di bronzo) che congiunge il morsetto allo specchietto sia sufficiente-

mente lungo, per non venire incluso nel campo del condensatore ad aria.

Conviene inoltre che il cilindro coibente sia equidistante dalle due armature del condensatore ad aria. A tal uopo io avevo segnato sulle due strisce di vetro laterali A B A′ B′, C D C′ D′ due linee di fede *l l′* determinanti un piano parallelo alle due armature ed equidistante dalle medesime; traguardando tra le medesime mi potevo assicurare facilmente volta per volta se l'asse del cilindro fosse o no contenuto in tal piano. Ho verificato che, senza il cilindro coibente, l'insieme costituito dal morsetto e dallo specchio non subiva che una deviazione addirittura trascurabile sotto l'azione del campo; mi sono quindi risparmiato di aggiungere, come era mia intenzione, degli schermi diretti ad evitare detta azione perturbatrice.

Allo scopo di evitare successive e dannose riflessioni, sulle lastre di vetro, del fascio di raggi che mi servivano per la registrazione fotografica, ho praticato due fori (non disegnati nella fig. 1) nelle due lastre attraverso le quali passavano i raggi incidenti sullo specchietto, e i riflessi. Per la stessa ragione ho scartato gli specchietti di vetro preferendone uno piano di acciaio.

La sezione dei cilindri coibenti è rappresentata quasi al naturale dalla fig. 3. Per la costruzione dei medesimi ho cominciato col disegnare un'ellisse di grandi dimensioni in un foglio di carta e l'ho poi ridotta fotograficamente alle dimensioni della figura. Indi ho fatto costruire un ferro da pialla, col quale, fu inciso su una lastra piana di ferro lunga 20 cm., un solco la cui sezione era una fedele riproduzione della semiellisse A C B. Divisa la lastra in due pezzi di 10 cm. ciascuna, con opportune caviglie ho reso l'uno adattabile sull'altro in modo che volta per volta, colandovi il coibente già fuso, ne avessi ricavato dei cilindri lunghi 10 cm. e di sezione perfettamente ellittica. Così mi sono costruito un gran numero di cilindri di zolfo, di paraffina e di un miscuglio di paraffina con ferro porfirizzato.

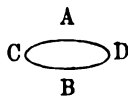



Fig. 3.

b) *Produzione del campo elettrico.* — Nelle prove preliminari io riunivo in quantità il condensatore ad aria con una grossa batteria di bottiglie di Leyda ben isolate e, con qualche precauzione, caricando il tutto con una macchina elettrostatica riuscivo a mantenere una differenza di potenziale discretamente costante fra le armature del condensatore ad aria. Poscia ho adoperato una batteria di mille piccoli accumulatori esistente in questo Istituto di fisica; e se con ciò ho dovuto limitarmi a sperimentare con potenziali di gran lunga più bassi di quelli che avrei potuto ottenere con la macchina elettrostatica, ho conseguito in compenso il grandissimo vantaggio di una quasi perfetta stabilità di potenziale. Del resto, avendo a bella posta dato al dielettrico la forma di cilindro a sezione ellittica, ho potuto avvicinare l'una all'altra le due lastre del condensatore fino alla mutua distanza di 4 cm.; i campi elettrostatici così ottenuti erano sufficientemente intensi per le mie esperienze.

Generalmente gli accumulatori venivano levati di carica qualche ora prima che io avessi cominciato le esperienze. Un elettrometro indicava permanentemente il potenziale col quale sperimentavo.

Delle lastre del condensatore ad aria (vedi fig. 4) una era unita permanentemente ad un polo della batteria di accumulatori, l'altra, mediante una chiave di scarica C, poteva essere riunita o con la prima lastra del condensatore o con l'altro polo della pila. Nel primo caso il campo elettrico nell'interno del condensatore era nullo; nel secondo caso esso era

$$F = \frac{V_1 - V_2}{d}$$

dove $V_1 - V_2$ era la differenza di potenziale indicata dall'elettrometro e d la distanza fra le lastre del condensatore ad aria.

c) *Registrazione fotografica.* — Come è stato già accennato, i movimenti del cilindro venivano registrati fotograficamente.

A tal uopo illuminavo, con la luce proveniente da un eliostato di Silbermann, uno schermo forato in *a*, (fig. 4); i raggi uscenti dal medesimo venivano raccolti da una lente a lungo fuoco, donde convergevano, dopo aver subìto una riflessione sullo specchietto, in un determinato punto dove si formava l' immagine coniugata del foro *a*.

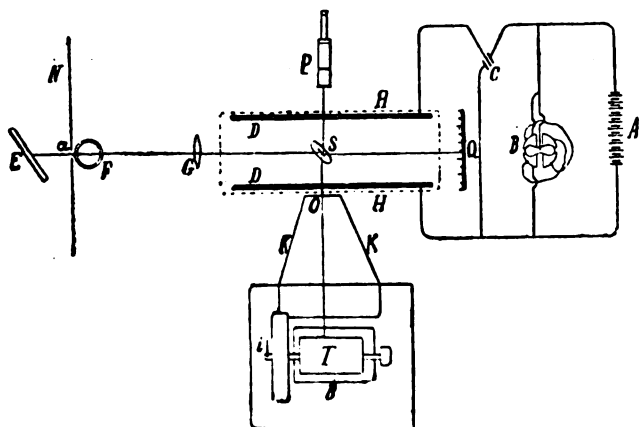



Fig. 4.

A *Batteria di 1000 accumulatori* — B *elettrometro* — C *tasto commutatore* — D D *condensatore ad aria* — E *eliostatato* — F *interruttore elettromagnetico del raggio di luce* — G *lente* — H H *prima camera oscura* — K K *seconda camera oscura* — N *diaframma forato* — O *otturatore* — P e Q *cannocchiale e scala per la lettura diretta* — T *tamburo rotante* — i *indice fisso all' asse del tamburo* — R *scatola proteggente il tamburo dalla luce esterna.*

Quest' ultima, non ostante la sua distanza considerevole dallo specchietto (circa 1 metro), in virtù delle precauzioni sopra indicate, riusciva tanto netta, che presentava veramente l' aspetto di un punto brillante, il quale per il movimento del dielettrico, descriveva un segmento orizzontale movendosi lungo una generatrice di un tamburo rotante T. Durante le esperienze, sul tamburo, protetto dalla luce esterna mediante una scatola cilindrica di zinco, stava avvolto un foglio di carta al bromuro di argento; due apposite camere oscure, una interposta fra il cilindro e lo specchietto, e l'altra contenente il con-

densatore ad aria, mi permettevano di fare la registrazione fotografica, senza bisogno di tenere al buio la stanza nella quale sperimentavo.

Lo specchietto S era speculare da ambedue le faccie. Sopra una di esse batteva il raggio che serviva per la registraziono fotografica; l' altra faccia mi permetteva di sorvegliare l' andamento dei fenomeni, per lettura diretta con cannocchiale e scala. Queste letture venivano fatte nel tempo in cui, essendo stato chiuso l' otturatore O, veniva temporaneamente, sospesa la registrazione fotografica.

Il tamburo T era mosso da un congegno di orologeria e l' asse del medesimo, facente quasi un giro per minuto primo, portava un indice che si muoveva di fronte a un cerchio graduato; guardando questo indice, io accennavo alla persona che mi aiutava nelle esperienze di aprire e chiudere l' otturatore O, quando giudicavo che il tamburo si trovasse nella posizione più opportuna. Così potevo di tratto in tratto sospendere la registrazione fotografica, senza pericolo che i successivi rami di curva si intrecciassero l'uno con l'altro (vedi grafiche). Questo semplice artifizio mi ha permesso di prolungare a mio arbitrio la durata di ogni registrazione fotografica.

d) *Registrazione del tempo.* — Nei primi istanti, in cui il coibente cominciava a muoversi, mi occorreva conoscere il tempo, corrispondente alle varie posizioni del raggio riflesso, con maggior precisione di quella che poteva aversi mediante la misura delle ascisse delle curve fotografate. A tal fine, mediante un motorino elettrico F, posto nel tragitto dei raggi luminosi, interrompevo periodicamente l' azione dei raggi suddetti. Così il tempo, trascorso tra due qualunque deviazioni, riusciva proporzionale al numero di interruzioni che presentava la curva tra quelle due deviazioni.

Teoria del metodo.

Diciamo due parole per mostrare come dall'esame, delle grafiche ottenute nella maniera sopra descritta, si dedu-

ceva quale era stato l' andamento della polarizzazione del coibente.

Anzitutto è facile vedere che se

$$F = \frac{V_1 - V_2}{d}$$

rappresenta il campo esterno, I l' intensità di polarizzazione che per effetto di questo campo assume il coibente ed ω l'angolo che forma la direzione di I con quella di F, la coppia tendente a far rotare il cilindro ha per momento

$$M = - F\, I\, v \operatorname{sen} \omega$$

dove v è il volume del coibente.

Infatti abbiamo già visto che per azione del campo esterno si formano delle cariche indotte sulla superficie del coibente. Sopra ogni elemento dS di superficie si troverà quindi applicata una forza elementare

$$F\, \sigma\, d\, S$$

dove σ rappresenta la densità delle cariche indotte e quindi per la (5) di pag. 318 è data da

$$\sigma = \alpha \cos (n\, x) + \beta \cos (n\, y) + \phi) + \gamma \cos (n\, z)$$

dove α, β, γ sono le componenti della polarizzazione secondo gli assi coordinati. Nel caso di un ellissoide o cilindro a sezione ellittica è noto che il coibente si polarizza uniforme-

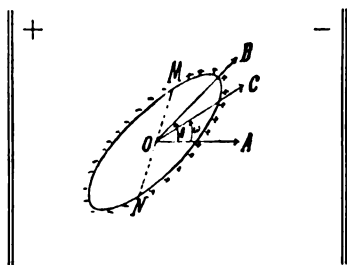



Fig. 5.

mente. Se OC è la direzione di questa polarizzazione (fig. 5) il piano diametrale MN coniugato ad OC divide il cilindro in

due parti, una delle quali — quella rivolta verso l' armatura negativa — si presenta elettrizzata positivamente e l'altra negativamente. Perciò il cilindro viene sollecitato dal campo esterno diretto secondo OA a rotare intorno al proprio asse. Ci conviene scegliere nel seguente modo la posizione degli assi coordinati: l' origine nel centro del cilindro, l' asse delle z coincidente con l' asse del cilindro, l'asse delle x avente la stessa direzione del campo F e l' asse delle y, per conseguenza, diretto secondo la perpendicolare alle due suddette direzioni.

Il momento M di rotazione di quelle forze rispetto all' asse del cilindro si trova molto facilmente: in generale il momento di una forza (X, Y, Z) rispetto all' asse delle z è

$$x\,\mathrm{Y} - y\,\mathrm{X}$$

dove x, y, z sono le coordinate del punto di applicazione della forza. Nel nostro caso ciascuna forza elementare ha per componenti $\mathrm{F}\sigma d\mathrm{S}, o, o$ e quindi per M si ha

$$\mathrm{M} = -\mathrm{F}\int \sigma\, y\, d\,\mathrm{S} =$$

$$= -\mathrm{F}\int \left\{ y\,\alpha\cos(n\,x) + y\,\beta\cos(n\,y) + y\,\gamma\cos(n\,z) \right\} d\,\mathrm{S}$$

e per il teorema di analisi citato a pag. 317 si ha

$$\mathrm{M} = \mathrm{F}\int \left\{ \frac{\partial\,(y\,\alpha)}{\partial x} + \frac{\partial\,(y\,\beta)}{\partial\,y} + \frac{\partial\,(y\cdot\gamma)}{\partial z} \right\} d\,v =$$

$$= \mathrm{F}\int \left\{ \frac{\partial\,\alpha}{\partial x} + \frac{\partial \beta}{\partial y} + \frac{\partial \gamma}{\partial z} \right\} y\,d\,v + \mathrm{F}\int \beta\,d\,v$$

e poichè

$$\frac{\partial\,\alpha}{\partial x} + \frac{\partial\,\beta}{\partial y} + \frac{\partial\,\gamma}{\partial z} = 0$$

resta

$$\mathrm{M} = \mathrm{F}\int \beta\,d\,v\,.$$

dove v è il volume del coibente.

Essendo

$$\beta = \mathrm{I}\ \mathrm{sen}\ \omega\ ,$$

l' ultima formula dimostra senz' altro il nostro enunciato.

Costantemente regolavo in tal guisa la sensibilità della bilancia bifilare che per una rotazione del cilindro di due o tre gradi la forza direttrice della sospensione facesse equilibrio alle forze elettriche. Per una sì piccola rotazione si può ritenere che il momento di torsione dovuto alla sospensione bifilare sia proporzionale all' angolo φ di cui ruota il cilindro o anche allo spostamento corrispondente x dell' immagine luminosa sulla carta sensibile. Per l' equilibrio si deve quindi avere

$$\mathrm{F}\beta v = \mathrm{C}\phi$$

dove C è la costante della sospensione bifilare e φ la rotazione subita dal cilindro. Però l' ago non raggiunge la sua nuova posizione di equilibrio, se non dopo una lunga serie di oscillazioni. Bisogna quindi tener conto delle forze di inerzia e, chiamando K il momento di inerzia del cilindro, sostituire all' equazione precedente l'altra

$$\mathrm{K}\frac{d^2\phi}{dt^2} + \mathrm{C}\phi = \mathrm{F}\beta v\ .$$

Ricordando che φ può ritenersi proporzionale ad x le precedenti equazioni possono anche mettersi sotto la forma

$$\beta = \mathrm{C}_1 x \qquad \text{(per l' equilibrio)} \tag{4}$$

$$\beta = \mathrm{C}_1 \left\{ x + \lambda^2 \frac{d^2 x}{dt^2} \right\} \qquad \text{(durante il moto)} \tag{5}$$

ove C_1 e λ^2 rappresentano due coefficienti costanti.

Ora io chiamo *deviazione corretta quella che corrisponderebbe alla vera se, restando ferme tutte le altre condizioni, fossero nulle le forze di inerzia.* Ciò equivale a dire che se si indica con x' la deviazione corretta, noi stabiliamo di sostituire alla (5) la relazione

$$\beta = \mathrm{C}_1 x' \tag{6}$$

la quale confrontata colla (5) dà

$$x' = x + \lambda_2 \frac{d^2 x}{dt^2} . \tag{7}$$

Questa formula come sarà indicato nella nota B ci servirà per il calcolo effettivo della deviazione corretta in base alle sole letture che si possono fare sulle grafiche. Intanto quanto precede autorizza con la (6) a dire che *la polarizzazione β si può ad ogni istante ritenere proporzionale alla deviazione corretta.*

Esperienze.

Le singole esperienze venivano condotte nel modo seguente: fissato il cilindro coibente al morsetto di ebanite (fig. 2) introducevo la parte A B nella forma di ferro, la quale presentava l' aspetto di un prisma a sezione rettangolare avente due facce parallele all' asse maggiore di una sezione retta del cilindro. Su una di queste facce attaccavo una striscia di vetro da specchio e facendovi cadere un fascio di luce solare mi riusciva facile disporre parallelamente alla medesima anche lo specchietto S unito al cilindro. Allora introducevo questo attraverso il tubo *t* (fig. 1) nel campo del condensatore ad aria; indi giravo dolcemente il pezzo *p* reggente la sospensione, fino a quando col cannocchiale e scala di cui si è parlato a pag. 324, giudicavo che il piano dello specchietto facesse con le due lastre la prestabilita inclinazione di 45°. Mi assicuravo come è stato detto a pag. 321, che l' asse del cilindro fosse equidistante dalle due armature del condensatore ad aria.

Allora, regolando la distanza dei fili di bozzolo reggenti la sospensione, cercavo di ottenere la sensibilità più conveniente, quella cioè per la quale, sotto l' azione del campo si otteneva una deviazione di 2 o 3 gradi.

Ottenute queste condizioni procedevo alla registrazione fotografica il che comprendeva le seguenti operazioni:

1). Infilare il tamburo T con la carta sensibile nell'asse del congegno di orologeria e scoprire quella generatrice,

della scatola protettrice R, per la quale dovevano entrare i raggi impressionanti.

2). Mettere in moto detto congegno, l'interruttore periodico del raggio e l'eliostato.

3). Segnare l'indicazione dell'elettrometro B.

4). Aprire l'otturatore O e dopo qualche secondo mediante il commutatore C mettere le armature del condensatore coi poli della batteria di accumulatori.

5). Dopo mezzo giro del tamburo (indicazione che veniva fornita dall'indice i) chiudere l'otturatore O.

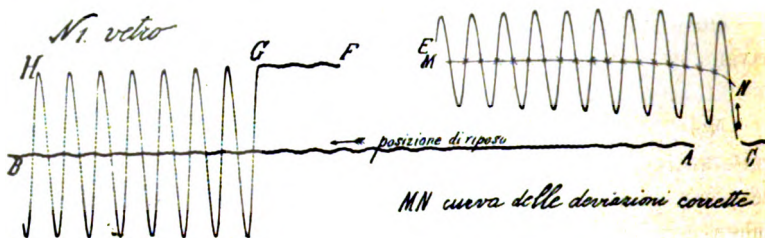
6. Lasciare sospesa la registrazione fotografica fino a quando l'ago non avesse cessato d'oscillare e finalmente riaprire l'otturatore O.

In alcune esperienze (vedi grafiche N. 1 e 2) prima di chiudere definitivamente l'otturatore O, levavo improvvisamente le comunicazioni con gli accumulatori e riunivo in corto circuito le due armature D D. Allora sparivano insieme col campo le forze tendenti a far orientare il cilindro e non potevo avere quindi nessun indizio riguardo alla persistenza delle cariche indotte dopo tolto il campo. Però la registrazione di questo movimento mi è stata utile perchè mi ha fornito il criterio sperimentale più sicuro riguardo all'errore probabile nella determinazione delle deviazioni corrette. Quest'errore è generalmente minore del 2 ‰.

In altre esperienze (vedi grafica N. 13 e 14) ho fatto per così dire una registrazione frazionata; cioè tra l'operazione N. 5 e N. 6 aprivo per pochi secondi l'otturatore O, ogni volta che il tamburo, dopo quasi un giro completo, ritornava nella posizione in cui era stata sospesa la registrazione.

Ciascuna grafica, dopo sviluppata, e disseccata veniva rimessa nel tamburo il quale, mercè un apposito sostegno, veniva posto sotto l'oculare di una macchina a dividere. Si determinavano così con molta approssimazione i valori della deviazione x corrispondente ad ogni istante.

Vetro. — Per la confezione dei cilindri di vetro mi sono rivolto alla vetreria Marconi di Pisa. Essi erano stati ridotti molto fedelmente nella forma e dimensione richie-

ste mediante ruote a smeriglio. Una delle grafiche ottenute col vetro è la seguente riprodotta per zincografia a $^1/_4$ del vero. Il tratto C D corrisponde alla posizione di riposo del cilindro; esso è la continuazione del tratto A B che segna la

posizione di riposo per quasi un giro completo del tamburo. Esso dovrebbe essere rettilineo; però la non assoluta stabilità del pavimento nel locale dove io avevo trovato conveniente fare le mie esperienze, facevano sì che il cilindro non fosse mai in perfetta quiete, il che rendeva leggermente sinuoso il tratto B A C. Si capisce che dette sinuosità non devono avere influenza sensibile sulla deviazione corretta; e ciò riuscì del resto confermato sperimentalmente; quindi mi sono risparmiato di complicare la mia disposizione sperimentale aggiungendovi una qualsiasi dei noti congegni diretti ad evitare i movimenti dovuti alla poca stabilità del suolo.

La sinusoide C E rappresenta il movimento del cilindro dopo che le armature del condensatore vennero messe in comunicazione con soli 800 elementi della batteria di accumulatori. L'ampiezza delle oscillazioni, come ben si vede, si restringe continuamente e avendo sospeso per 10 minuti la registrazione fotografica detta ampiezza si era già ridotta a zero, come risulta dal tratto F G. La sinusoide successiva G H rappresenta il movimento del cilindro (movimento per inerzia) dopo tolte le comunicazioni cogli accumulatori. Col metodo che sarà indicato a pag. 325 sono stati calcolati gli spostamenti corretti che in seguito sono stati marcati nella grafica col segno (*) e riuniti con una curva continua. Si vede che questa curva si innalza in principio molto rapidamente e poi si tende assintoticamente a confondersi con una retta parallela alla A B.

Dopo aver ottenuto la grafica superiore ne ho fatta un'altra nelle identiche condizioni e la grafica N. 2 così ottenuta è risultata uguale alla precedente, tanto che sovrapposti convenientemente i due fogli l' uno sull' altro e osservate le due curve, esse si coprivano quasi perfettamente.

Questo dimostra evidentemente che in tali esperienze riuscivano effettivamente eliminate le cause accidentali capaci di modificare da un momento all'altro l'andamento dei fenomeni.

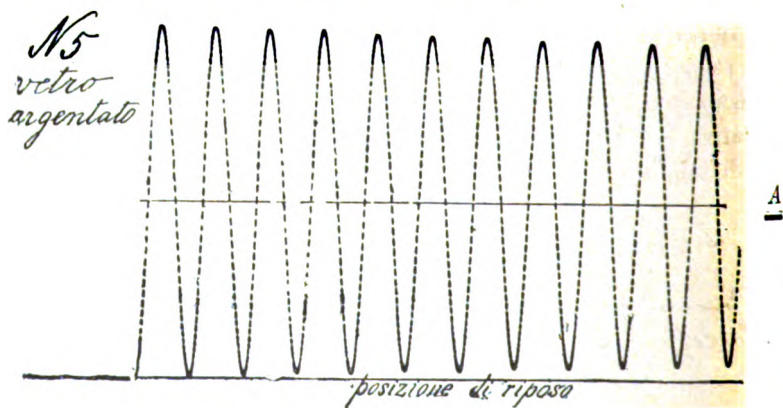
Nella Tabella I sono riferiti i resultati delle misure eseguite sulla grafica. Sia dai numeri che danno le successive deviazioni corrette che dall' aspetto stesso della grafica si può subito notare che *la polarizzazione del vetro* (e in generale lo stesso avverrà anche per tutti gli altri coibenti), *parte da un determinato valore che esso assume istantaneamente fin dai primi istanti in cui vien creato il campo elettrico intorno al vetro; in seguito questo valore aumenta tendendo asintoticamente ad un massimo.*

Queste esperienze vennero fatte in giornate asciutte (30 Agosto 1901 dalle 13^h alle 16^h) dopo che il vetro era stato accuratamente lavato con alcool assoluto; mi pareva quindi poco probabile ammettere che l'aumento di polarizzazione sopra indicato avesse dovuto attribuirsi ad eventuali tracce di conducibilità superficiale nel vetro. Ad ogni modo per dissipare ogni dubbio in proposito, il cilindro fu lo stesso giorno verniciato con gomma lacca sciolta nell'alcool metilico. Fatta il giorno successivo una terza registrazione fotografica si ebbe una grafica identica alle prime due.

Effetti dovuti a convezione elettrica. — Nella grafica n. 1 il tratto F G, che dà la posizione del raggio luminoso dopo che era stata sospesa per parecchi minuti la registrazione fotografica dovrebbe essere la continuazione della curva MN. Mi aspettavo quindi che la sua distanza da AB fosse risultata uguale — se non leggermente superiore — a quella che il punto M ha dalla stessa AB. Le misure mi dimostrarono il contrario: il rapporto tra la prima e la seconda risultò $\frac{891}{906}$.

Di ciò io sul principio avevo attribuito la causa a qualche leggiera e inevitabile dispersione negli accumulatori. Per effetto della medesima dubitavo che il campo elettrico nell' interno del condensatore ad aria si abbassasse considerevolmente dal principio alla fine di ogni esperienza. I fatti mi assicurarono che ciò non avveniva.

D' altro canto in queste mie esperienze dovevano ben presentarsi fenomeni analoghi a quelli già studiati dal Prof. Righi [1]) sotto il titolo di « Penetrazione della carica nei coibenti »; doveva cioè avvenire attraverso all' aria un lento trasporto di cariche dalle armature del condensatore alla superficie del dielettrico mobile. Una tal convezione avrebbe avuto evidentemente l' effetto di neutralizzare le cariche indotte sul coibente e doveva quindi produrre una progressiva diminuzione nel valore della deviazione corretta. Per esaminare fino a qual punto ciò si verificava nelle mie esperienze, io ho coperto con una sottile foglia di argento lo stesso cilindro di vetro che mi era servito per le grafiche precedenti e, ridotta convenientemente la sensibilità della sospensione, ho proceduto come prima alla registrazione fotografica.

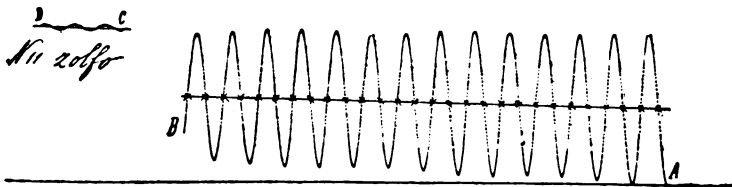
Evidentemente in tali condizioni le cariche indotte assumono quasi istantaneamente il loro valore definitivo, e, se

non avvenisse convezione attraverso l' aria, la deviazione corretta dovrebbe restare rigorosamente costante.

1) Nuovo Cimento, 1875.

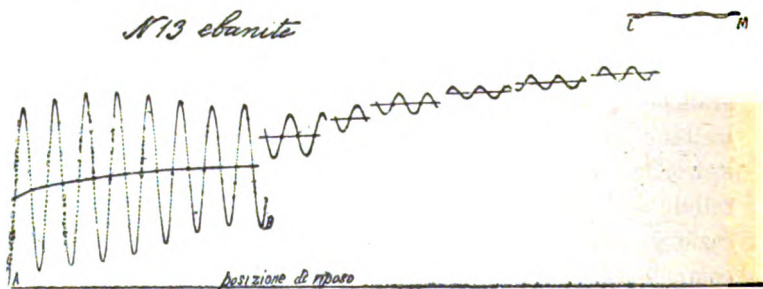
La grafica N. 5 così ottenuta contiene la porzione di curva corrispondente a 11 oscillazioni del cilindro, dopo le quali, fu interrotta per 17 minuti primi la registrazione fotografica. Passato quel tempo si erano perfettamente smorzati i movimenti del cilindro e il raggio luminoso si trovò in A.

Dalle misure fatte si ricavò che dal principio alla fine dell' esperienza la deviazione corretta era passata da 141,1 a 129,9. Ciò ammonta ad una diminuzione di deviazione nel rapporto di circa 0,5 % per minuto primo. Questa diminuzione è così piccola che io la trascurerò addirittura, quando l' intervallo di tempo non supera i 10 secondi.

Paraffina. — Avendo sostituito al precedente un cilindro di paraffina le deviazioni dello specchietto, a causa della piccolezza della costante dielettrica della sostanza, divennero così piccole che fu necessario accostare moltissimo i fili della sospensione bifilare e adoperare tutti i 1000 elementi della batteria di accumulatori, per avere sul foglio di carta sensibile deviazioni dello stesso ordine di grandezza delle precedenti. Questa è stata la sostanza nella quale il sistema mobile, sia per la sua leggerezza sia per la difficoltà di privare perfettamente di elettricità la paraffina, ha presentato movimenti più irregolari; ad ogni modo mi è risultato che la curva delle deviazioni corrette non presenta il successivo innalzamento che si è riscontrato nel vetro, cosicchè la grafica relativa a questa sostanza ha lo stesso aspetto della grafica 5. (vedi tabella IV).

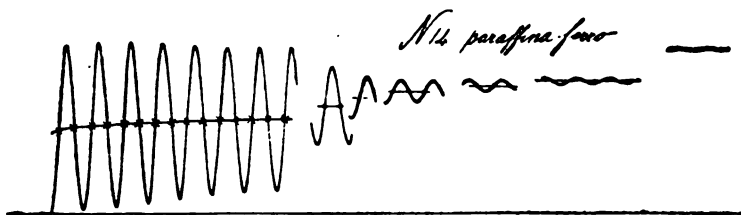
Zolfo. — Lo zolfo come si vede dalla grafica N. 11 e

dalla tabella III, presentò lo stesso fenomeno che si è osservato nel vetro, colla differenza che gli innalzamenti della

curva delle deviazioni corrette sono qui più lente. Mentre nel vetro la suddetta curva cominciava dopo poche oscillazioni del cilindro a confondersi con la retta delle posizioni di riposo, qui durante tutto il tempo in cui è durata la registrazione della sinusoide A B si vede continuamente crescere la deviazione corretta sino a raggiungere un valore superiore al doppio di quello iniziale come si rileva dal tratto C D che segna la posizione del raggio luminoso dopo che era stata sospesa per 6 minuti la registrazione.

Ebanite. — L'ebanite mostrò un contegno perfettamente analogo a quello dello zolfo. La grafica N. 13 che riproduco

relativa a questa sostanza è stata ottenuta, come è detto a pag. 329, *con registrazione frazionata* e mette nettamente in evidenza il successivo crescere della polarizzazione. La tabella IV dà le deviazioni corrette relative a questa sostanza.

Paraffina - ferro. — Per l'importanza che giustamente si deve attribuire alle impurità contenute nel dielettrico per la spiegazione della carica residua dei condensatori, ho voluto anche esaminare come si comportava un miscuglio fatto con 90 parti di paraffina 10 di ferro porfirizzato. Nelle proporzioni suddette la costante dielettrica del miscuglio è sempre dello stesso ordine di grandezza di quello della paraffina [1]). Invece il comparamento del miscuglio, per ciò che ri-

1) M. Pandolfi e V. Boccara trovarono (Nuovo Cimento 1890) per la paraffina pura $K = 2,350$ e per il miscuglio paraffina-ferro al 10 °/₀ $K = 3,156$.

guarda il fenomeno da me studiato è ben diverso da quello della paraffina. In quell' ultima la polarizzazione prende e mantiene un valore costante; invece nel primo, come risulta

dalla grafica N. 14 e della tabella V, si ha il solito aumento di polarizzazione.

Risultati numerici. — Lo studio delle grafiche ottenute nel modo sopra descritto veniva da me fatto riavvolgendo le grafiche stesse sul tamburo del movimento di orologeria e mettendo il medesimo sotto il microscopio di una macchina a dividere, in maniera che l' asse del tamburo riuscisse parallelo alla vite della macchina. Prendendo come zero l' indicazione fornita da questo quando il reticolo del microscopio coincideva con la posizione di riposo segnata sulla grafica, leggevo i successivi massimi x_1 e minimi x_2 (fig. 6). La loro

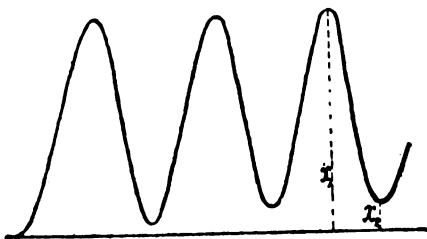



Fig. 6.

media, rappresenta la deviazione corretta durante la corrispondente semioscillazione del dielettrico, con un errore probabile inferiore al 2 $^0/_{00}$.

Più faticosa e meno approssimata riusciva la determinazione della deviazione corretta in prossimità dell' istante in cui il dielettrico cominciava a subire l' azione del campo

elettrico. Ivi la deviazione corretta veniva calcolata con la formula.

$$x' = x + \lambda^2 \frac{d^2x}{dt^2} . \tag{1}$$

che abbiamo stabilita a pag. 328.

La x veniva letta direttamente facendo coincidere con i successivi punti della grafica il reticolo del microscopio.

Per mostrare come procedevo nel calcolo del secondo termine, si indichi con Δt l'intervallo di tempo corrispondente ad un giro dell' interruttore.

Siano x, $x + \Delta x$ le deviazioni effettive corrispondenti agli istanti t e $t + \Delta t$; si ha

$$\Delta x = \left(\frac{dx}{dt}\right)_{t_1} \Delta t$$

dove la derivata è presa ad un istante t_1, certamente compreso nell' intervallo $(t, t + \Delta t)$. Scrivendo l' equazione analoga per l'intervallo di tempo successivo sottraendo membro a membro e indicando con $\Delta^2 x$ la differenza delle differenze si ha

$$\Delta x = \left\{ \left(\frac{dx}{dt}\right)_{t_2} - \left(\frac{dx}{dt}\right)_{t_1} \right\} \Delta t = \left(\frac{d^2x}{dt^2}\right)_{t'} \Delta t^2 ,$$

dove la derivata seconda è presa ad un istante certamente compreso tra l' intervallo $(t, t + 2\Delta t)$, Così abbiamo

$$\left(\frac{d^2x}{dt^2}\right)_{t'} = \frac{\Delta^2 x}{\Delta t^2} .$$

Sostituendo nella (1) si ha

$$x' = x + \left(\frac{\lambda}{\Delta t}\right)^2 \Delta^2 x . \tag{2}$$

Il fattore $\frac{\lambda}{\Delta t}$ si può determinare riferendoci ad uno degli ultimi rami delle grafiche e ammettendo che durante la registrazione di tale ramo l' aumento di polarizzazione sia trascurabile di fronte al valore stesso della polarizzazione;

ciò porta a ritenere che in quell' intervallo di tempo si sarebbe dovuto avere una deviazione corretta costante; indi chiamamola con x_m. Per quell' intervallo di tempo la (1) si metterà quindi sotto la forma

$$x_m = x + \lambda^2 \frac{d^2 x}{dt^2}$$

e integrando si ha

$$x - x_m = A \operatorname{sen}\left(\frac{t}{\lambda} + \omega\right) \tag{3}$$

dove A ed ω sono due costanti di integrazione.

Indicando x_1 e x_2 il massimo e il minimo di x (fig. 6) si ha

$$x_1 - x_m = A\ , \qquad x_2 - x_m = -A$$

e quindi

$$A = \frac{x_1 - x_2}{2}\ , \qquad X_m = \frac{x_1 + x_2}{2}\ . \tag{4}$$

Leggiamo sulla grafica lo spostamento x_t corrispondente ad un istante t, poi quello $x_{t+n\Delta t}$ ottenuto dopo n intervalli Δt; si ha per la (4)

$$x_t - x_m = A \operatorname{sen}\left(\frac{t}{\lambda} + \omega\right)$$

$$x_{t+n\Delta t} - x_m = A \operatorname{sen}\left(\frac{t}{\lambda} + \frac{n\Delta t}{\lambda} + \omega\right)$$

$$\frac{t}{\lambda} + \omega = \operatorname{arcsen} \frac{x_t - x_m}{A}$$

$$\frac{t}{\lambda} + \frac{n\Delta t}{\lambda} + \omega = \operatorname{arc sen} \frac{x_{t+n\Delta t} - x_m}{A}$$

e sottraendo membro a membro le ultime due

$$\frac{n\Delta t}{\lambda} = \operatorname{arcsen} \frac{x_{t+n\Delta t} - x_m}{A} - \operatorname{arcsen} \frac{x_t - x_m}{A}$$

da cui finalmente

$$(5) \qquad \frac{\lambda}{\Delta t} = \frac{n}{\text{arc sen}\,\frac{x_{t+n\Delta t} - x_t}{A} - \text{arcsen}\,\frac{x_t - x_m}{A}}$$

dove x_t , $x_{t+n\Delta t}$, si leggono direttamente con misure sulle grafiche e così pure le x_m ed A definite dalle (4).

Colla (5) ho calcolato i valori di $\frac{\lambda}{\Delta t}$ per ciascuna delle grafiche su riferite; essi sostituiti nella (1) danno

Grafica	N. 1	vetro . . .	$x' = x + 75{,}7\,\Delta^2 x$
»	N. 7	paraffina . .	$x' = x + 146{,}4\,\Delta^2 x$
»	N. 11	zolfo . . .	$x' = x + 86{,}5\,\Delta^2 x$
»	N. 13	ebanite . .	$x' = x + 69{,}4\,\Delta^2 x$
»	N. 14	paraff. ferro	$x' = x + 64{,}0\,\Delta^2 x$

dove $\Delta\, x$ rappresentano le differenze seconde delle deviazioni effettive lette a intervalli di tempo di durata uguale a quella di un giro del motorino interruttore del raggio di luce.

Le determinazioni fatte sopra diversi rami di una stessa grafica concordano con l' approssimazione del 2 %.

Con queste ultime formule fu calcolata la deviazione corretta che nelle tabelle seguenti è scritta nella linea $t = 0$ ed è seguita da un (?) perchè su di essa grava un errore probabile che può superare il 2 %.

TABELLA I. — *Vetro.*

$[t] = 0{,}24$ secondi.

Tempi	Massimi	Minimi	Deviazioni corrette	Tempi	Massimi	Minimi	Deviazioni corrette
0	—	—	61,1 (?)	23	141,98	37,02	89,5
1	127,82	—0,25	63,8	25	140,82	37,02	88.9
3	127,82	19,14	73,5	27	140.82	38,18	89,5
5	137.28	19,14	78,2	29	138,66	38,18	88,9
7	137,28	24,30	80,8	31	139,66	39,66	89,7
9	140,86	24,30	82,6	33	139,09	39,66	89,4
11	140,86	28,70	84,8	35	139,09	42,08	90,7
13	142,46	28,70	85,6				
15	142,46	32,47	87,5				
17	141,56	32,47	87,0				
19	141,56	36,18	88,9				
21	141,98	36,18	89,1	3000	90,13	88,14	89,1

TABELLA II. — *Paraffina.*

$[t] = 0,43$ secondi.

Tempi	Massimi	Minimi	Deviazioni corrette	Tempi	Massimi	Minimi	Deviazioni corrette
0			57,0 (?)	23	128,55	0,35	64,45
1	134,39	—4,95	64,72	25	126,31	0,35	63,33
3	134,39	—3,05	65,67	27	126,31	5,23	65,77
5	131,19	—3,05	64,07	29	121,75	5,23	63,49
7	131,19	0,19	65,69	31	121,75	8,07	64,91
9	130,11	0,19	65,15	33	120,77	8,07	64,42
11	130,11	—0,25	64,93	35	120,77	6,73	63,75
13	130,43	—0,25	65,09	37	121,87	6,73	64,30
15	130,43	—2,09	64,17				
17	130,19	—2,09	64,05				
19	130,19	1,19	65,69				
21	128,55	1,19	64,87	1500	67,33	59,63	63,48

TABELLA III. — *Zolfo.*

$[t] = 0,32$ secondi.

Tempi	Massimi	Minimi	Deviazioni corrette	Tempi	Massimi	Minimi	Deviazioni corrette
0	—	—	78,0 (?)	35	155,80	15,42	85,6
1	159,02	—1,40	78,8	37	157,50	15,42	86,5
3	159,02	—0,26	79,4	39	157,50	14,73	86,1
5	158,04	—0,26	78,9	41	158,98	14,73	86,8
7	158,04	3,96	81,0	43	158,98	15,35	87,2
9	156,16	3,96	80,1	45	158,44	15,35	86,9
11	156,16	7,38	81,8	47	158,44	18,52	88,5
13	155,73	7,38	81,5	49	155,78	18,52	87,1
15	155,73	8,82	82,3	51	155,78	22,04	88,9
17	158,74	8,82	83,8	53	154,91	22,04	88,5
19	158,74	7,02	82,9				
21	159,70	7,02	83,4				
23	159,70	8,21	83,9				
25	158,48	8,21	83,4				
27	158,48	12,14	85,3	1700	162,82	157,71	160,3
29	156,18	12,14	84,2		162,82	156,47	159,6
31	156,18	15,00	85,6		163,83	156,47	160,1
33	155,80	15,00	85,4				

Tabella IV. — *Ebanite.*

$[t] = 0{,}29$ secondi.

Tempi	Massimi	Minimi	Deviazioni corrette
0	0	0	98,1(?)
1	183,94	1,02	92,48
3	183,94	17,58	100,76
5	193,74	17,58	105,66
7	193,74	21,30	107,52
9	198,48	21,30	109,89
11	198,48	24,74	111,61
13	200,12	24,74	112,43
15	200,12	33,34	116,73
17	196,26	32,34	114,30
19	196,26	42,74	119,5
21	189,46	42,74	116,1
23	189,46	54,03	121,74
25	184,68	54,03	119,35
27	184,68	60,10	122,39
29	186,82	60,10	123,06
140	176,68 176,68	130,84 132,00	153,76 154,34

Tempi	Massimi	Minimi	Deviazioni corrette
250	187,72 187,72	153,68 157,14	170,70 172,73
360	196,10 196,10	172,62 174,38	184,36 185,24
470	202,39 202,39	90,38 90,10	146,38 146,24
580	213,02 213,02	98,30 98,78	155,7 155,9
690	221,90 221,90	106,64 106,74	164,27 164,32
2800	275,34 275,34	271,62 271,66	273,48 273,5

Tabella V. — *Paraffina-ferro.*

$[t] = 0{,}30$ secondi.

Tempi	Massimi	Minimi	Deviazioni corrette	Tempi	Massimi	Minimi	Deviazioni corrette
0	0	0	85,4	130	153,76	72,56	113,16
1	175,76	—0,60	87,58				
3	175,76	5,10	90,43				
5	179,34	5,10	92,22	230	143,70	99,14	121,42
7	179,34	7,46	93,40				
9	179,70	7,46	93,58				
11	179,70	10,56	95,13	330	139,94	115,14	127,54
13	177,86	10,56	94,21				
15	177,86	15,44	96,65				
17	175,30	15,44	95,37	430	140,18	125,78	132,98
19	175,30	20,14	97,72				
21	173,74	20,14	96,94				
23	173,74	22,74	98,24	530	142,38	134,14	138,26
25	173,74	22,74	98,24				
27	173,74	24,18	98,96				
30	174,30	24,18	99,24	2000	172,50	169,46	170,98

La conducibilità nei coibenti.

Qualunque sia l'ipotesi che si voglia adottare, per spiegare tutti quanti i descritti fenomeni, è certo che nell'interno dei coibenti non può avvenire nessuna variazione dell'intensità di polarizzazione, se contemporaneamente non si ha ivi un movimento di elettricità; anzi come è noto, se α, β, γ rappresentano le componenti della polarizzazione e u, v, w quelle della corrente, si ha sempre

$$\left\{\begin{aligned} u &= \frac{d\alpha}{dt} \\ v &= \frac{d\beta}{dt} \\ w &= \frac{d\gamma}{dt} \end{aligned}\right.$$

Ora nei buoni conduttori la corrente è proporzionale alla forza elettromotrice (legge di Ohm); oramai siamo tanto abituati a servirci di questa legge che essa ci sembra una legge naturale fissa non soggetta ad eccezioni. Non bisogna però dimenticare che a priori non esiste nessuna ragione che giustifichi tale convinzione: la suddetta legge deve puramente considerarsi come una legge sperimentale e quindi logicamente applicabile a quelle sole sostanze per le quali è stata riconosciuta valida.

Nei coibenti è bensì attendibile che dette correnti dipendano unicamente dalla forza elettromotrice; ma non c'è da meravigliarsi se si trova che la corrente non è proporzionale alla forza elettromotrice.

Noi supporremo che più generalmente la corrente sia funzione della forza elettromotrice e faremo vedere che supponendo detta funzione sviluppata in serie e considerando soltanto i primi due termini dello sviluppo si ottengono risultati tutti quanti in buona concordanza colle esperienze e che spiegano tutti i fenomeni oggi noti sul ritardo di polarizzazione dielettrica.

Detta u la densità della corrente e ξ la forza elettrica in un punto generico noi dunque porremo

$$u = a + b\xi \tag{1}$$

e intenderemo che u ξ varino col tempo mentre a e b siano costanti dipendenti solo dalla differenza di potenziale fissa della quale ci serviamo per produrre il campo elettrico.

Sappiamo inoltre che

$$u = \frac{d\alpha}{dt}.$$

Quanto alla forza elettrica ξ indichiamo con X il valore che essa avrebbe (forza polarizzante esterna) se il coibente restasse inattivo ossia se alla sua superficie non si formassero cariche indotte. Si sa che queste ultime producono nell' interno del coibente un campo che contrasta al preesistente X. Questo campo è proporzionale alle dette cariche indotte e quindi anche alla polarizzazione α del coibente ed è noto che si può porre sotto la forma

$$m\alpha$$

dove m è un coefficiente dipendente unicamente dalla forma geometrica del coibente. Si ha quindi

$$\xi = X - m\alpha.$$

In virtù di questa e della precedente uguaglianza la (1) diventa

$$\frac{d\alpha}{dt} = a + bX - bm\alpha = -bm(\alpha - A)$$

dove si è posto

$$A = \frac{a + bX}{bm} \tag{2}$$

La precedente equazione si può anche mettere sotto la forma

$$\frac{d(\alpha - A)}{dt} = - b\, m\, (\alpha - A)$$

e integrando si ha

$$\alpha - A = B\, e^{-bmt}. \tag{3}$$

Per semplicità abbiamo considerato sia della corrente che della polarizzazione le sole componenti secondo gli assi delle x; i ragionamenti sono un poco più complicati se si considerano simultaneamente le tre componenti ma conducono a risultati analoghi. Senza entrare in noiosi dettagli mi limito a dire che nel nostro caso la teoria stabilisce tra la deviazione corretta x' e il tempo t una relazione del tipo

$$x' = A + M\, e^{-\lambda t} + N\, e^{-\mu t}$$

e stabilisce inoltre che, nei primi istanti, l' ultimo termine di questa espressione è trascurabile di fronte agli altri. Perciò le deviazioni corrette dovrebbero, almeno durante il primo minuto primo, essere rappresentabili con l'equazione

$$x' = A + B\, 10^{-ct}.$$

I miei risultati confermarono assai bene detta formula: caso per caso ho preso per comodità come unità di tempo $[t]$ il quarto della durata di oscillazione di ciascun cilindro e le deviazioni risultarono esprimibili colle formule

Grafica N. 1 $x' = 89{,}08 - 29{,}73 \,.\, 10^{-0{,}0788t}$ $[t] = 0{,}24$ [sec].
Grafica N. 11 $x' = 121{,}88 - 43{,}88 \,.\, 10^{-0{,}002254t}$ $[t] = 0{,}32$ »
Grafica N. 13 $x' = 123{,}65 - 30{,}65 \,.\, 10^{-0{,}03689t}$ $[t] = 0{,}29$ »
Grafica N. 14 $x' = 98{,}42 - 13{,}02 \,.\, 10^{-0{,}05429t}$ $[t] = 0{,}30$ »

accanto alle quali abbiamo scritto il valore espresso in secondi della unità di tempo adottata $\left(= \frac{1}{4} \right.$ della durata di oscillazione del cilindro $\left. \right)$.

TABELLA VI.

Confronto delle deviazioni osservate con quelle calcolate.

Tempi	*Grafica N. 1* Vetro		*Grafica N. 13* Ebanite		*Grafica N. 11* Zolfo		*Grafica N. 14* Paraffina-Ferro	
	Osserv.	Calcol.	Osserv.	Calcol.	Osserv.	Calcol.	Osserv.	Calcol.
0	61,1 (?)	59,3	98,1 (?)	93,0	78,0	78,0	85,4	85,4
1	63,8	64,3	92,5	95,5	78,8	78,2	87,6	86,9
3	73,5	71,8	100,8	99,9	79,4	78,7	90,4	89,5
5	78,2	77,1	105,7	103,6	78,9	79,1	92,2	91,5
7	80,8	80,7	107,5	106,7	81,0	79,6	93,4	93,0
9	82,6	83,2	109,9	109,4	80,1	80,0	93,6	94,2
11	84,8	85,0	111,6	111,6	81,8	80,4	95,1	95,1
13	85,6	86,3	112,4	113,5	81,5	80,9	94,2	95,9
15	87,5	87,1	116,7	115,1	82,3	81,3	96,6	96,4
17	87,0	87,7	114,3	116,4	83,8	81,7	95,4	96,9
19	88,9	88,1	119,5	117,5	82,9	82,1	97,7	97,2
21	89,1	88,4	116,1	118,5	83,4	82,5	96,9	97,5
23	89,5	88,6	121,7	119,2	83,9	82,9	98,2	97,7
25	88,9	88,7	119,4	119,9	83,3	83,3	98,2	97,9
27	89,5	88,8	122,4	120,5	85,3	83,7	99,0	98,0
29	88,9	88,9	123,0	121,0	84,2	84,1	99,2	98,1
31	89,7	88,8			85,6	84,5		
33	89,4	89,0			85,4	84,9		
35	90,7	89,0			85,6	85,3		
37					86,5	85,7		
39					86,1	86,0		
41					86,8	86,4		
43					87,2	86,8		
45					86,9	87,1		
47					88,5	87,5		
49					87,1	87,8		
51					88,9	88,2		
53					88,5	88,5		

Se si osserva l'andamento dei numeri posti sotto la colonna deviazioni osservate si è condotti ad ammettere che inevitabili cause di errore abbiano notevolmente influito sulla cifra dei decimi. Perciò io credo che la (3) debba rappresentare l'andamento della polarizzazione con maggiore approssimazione di quella che appare dal precedente prospetto e che del resto è già molto soddisfacente [1]).

1) La differenza tra i valori osservati e quelli calcolati come si vede è generalmente inferiore all' 1 $^0/_0$. Fanno eccezione i numeri corrispondenti al

Inversamente è facile verificare che se la polarizzazione di un coibente segue la legge

$$\alpha = A + B\, 10^{-ct}$$

le variazioni della medesima sono attribuibili ad una corrente u la quale sia legata alla forza elettromotrice ξ da una relazione del tipo (1) dove a e b sono costanti rispetto al tempo.

Resta quindi solo ad esaminare come dipendono dette costanti dalle condizioni in cui si sperimenta e in particolare, dalla differenza di potenziale della quale ci serviamo per produrre il campo. A tal uopo io ho ripetuto con diversi potenziali le mie esperienze lasciando costanti per una stessa sostanza le condizioni di sensibilità del mio apparecchio (fig. 1); con cannocchiale e scala notavo la deviazione finale che assumeva il cilindro dopo che era trascorso il tempo necessario perchè detta deviazione fosse diventata stazionaria.

TABELLA VII.

Sostanza	δ = dev. eletrom.	x = dev. cilindro	$x : \delta$
Vetro	26,2	72,1	2,02
	21,9	44,4	2,03
	12,4	25,0	2,02
Zolfo	34,6	79,9	2,32
	21,2	48,8	2,30
	17,3	40,0	2,31
Ebanite	33,0	63,8	1,93
	20,7	37,9	1,91
Paraffina	33,4	46,8	1,40
	22,6	31,7	1,40
	16,4	22,8	1,39

tempo $t = 0$; ma se si pensa che i valori osservati sono alquanto incerti per le grandi difficoltà sperimentali che si presentavano nella loro determinazione si deve riconoscere sufficiente anche in questo caso la concordanza tra i valori osservati e quelli calcolati.

Riporto qui alcuni dei risultati che ho ottenuto sperimentando in tal guisa e tenendo conto degli effetti dovuti a convezione elettrica (vedi pag. 331).

I numeri della quarta colonna dimostrano che entro i limiti delle mie esperienze la polarizzazione definitiva, risultava proporzionale al campo polarizzante. D'altra parte questa polarizzazione definitiva (vedi pag. 343) è misurata dalla costante A che comparisce nella (3).

Possiamo quindi porre

$$A = k X$$

k essendo una costante dipendente dalla natura della sostanza.

Identificando questo risultato con la (2) si trova che a è proporzionale ad X e b è indipendente da X.

Perciò possiamo anche dire che la corrente u e la forza elettromotrice nell' interno dei coibenti imperfetti sono legate dalla relazione

$$u = a' X + b \xi$$

dove X rappresenta il campo esterno e a' e b sono due costanti dipendenti dalla natura della sostanza e ξ il campo risultante da X e da quello dovuto alle cariche indotte che si formano sulla superficie del coibente.

Per $a' = 0$ si ricade nella ordinaria conducibilità.

Polarizzazione dielettrica in campi sinusoidali e in campi elettrostatici rotanti.

Nel precedente capitolo abbiamo veduto che durante il tempo in cui varia la polarizzazione dei coibenti ha luogo nei medesimi una corrente, la cui densità u' è legata alla forza elettromotrice effettiva ξ dalla relazione

$$u' = a' X + b \xi$$

dove X rappresenta il campo polarizzante (campo esterno) a' e b sono due costanti dipendenti dalla natura del coibente.

Per campi variabili ossia per campi nei quali X è una funzione di t, bisogna alla suddetta corrente di conduzione aggiungere la corrente di spostamento istantaneo u'', la quale si ritrova anche nei coibenti, la cui polarizzazione non varia col tempo; essa è data da [1])

$$u'' = \frac{\varepsilon}{4\pi} \frac{d\xi}{dt}$$

dove ε rappresenta la costante dielettrica del coibente per campi rapidamente alternati.

La corrente totale in un coibente imperfetto risulta quindi data da

$$u = u' + u'' = a' X + b \xi + \frac{\varepsilon}{4\pi} \frac{d\xi}{dt}.$$

D' altra parte

$$u = \frac{d\alpha}{dt}, \quad \xi = X - m \alpha$$

dove α è la polarizzazione del coibente; sostituendo si ha

$$\frac{d\alpha}{dt} = a' X + b X - m b \alpha + \frac{\varepsilon}{4\pi} \frac{dX}{dt} - \frac{m\varepsilon}{4\pi} \frac{d\alpha}{dt}.$$

Ordinando rispetto ad α, questa equazione prende la forma

$$\frac{d\alpha}{dt} + \rho \alpha = h X + k \frac{dX}{dt}$$

dove si è posto per brevità

$$\left\{ \begin{aligned} \rho &= \frac{4\pi m b}{4\pi + m\varepsilon} \\ h &= \frac{4\pi (a' + b)}{4\pi + m\varepsilon} \\ k &= \frac{\varepsilon}{4\pi + m\varepsilon} \end{aligned} \right.$$

1) Cfr. Drude. Physik des Aethers, p. 318.

Essa si integra facilmente e dà

$$(4)\qquad \alpha = (h - \rho k)\, e^{-\rho t} \int_0^t X e^{\rho t}\, d\, t + k\, X - e^{-\rho t}\, (k\, X + \text{cost}).$$

L' ultimo termine influisce su α solo nei primi momenti in cui viene creato il campo; a poco a poco esso diventa trascurabile e α assume un regime permanente che è quello corrispondente ad

$$\alpha = k\, X + Q\, e^{-\rho t} \int_0^t X e^{\rho t}\, d\, t$$

dove si è posto per semplicità

$$Q = h - \rho k\,.$$

Ci basterà nel seguito ritenere che Q dipende dalla natura e dalla forma del coibente in esame e che esso è nullo per i coibenti esenti da conducibilità per i quali si ha:

$$a' = b = 0 \qquad \text{e quindi} \qquad \rho = h = 0\,.$$

Consideriamo qualche caso particolare:

Se X è costante si ritrova una formula del tipo della (3) del paragrafo precedente, formula che le nostre esperienze hanno perfettamente confermato.

Se il dielettrico fosse esente di conducibilità, cioè se fosse $Q = 0$, il coibente seguirebbe senza ritardo il campo esterno.

Nel caso generale si trova invece che la polarizzazione riesce accresciuta di un certo termine che chiamando t' la variabile di integrazione si può scrivere sotto la forma

$$q = Q\, e^{-\rho t} \int_0^t X e^{\rho t'}\, d\, t' = \int_0^t Q\, X\, e^{-\rho (t - t')}\, d\, t'\,.$$

Dunque *tutto procede come se ogni impulso elementare dovuto ad un campo esterno di una piccola durata* $\Delta t'$ *e*

corrispondente al tempo t' lasciasse un proprio contributo $QX\Delta t'$ *il quale poi svanisse lentamente ed asintoticamente come l' espressione*

$$e^{-\rho(t-t')}$$

ossia svanisse lentamente col crescere del tempo $(t - t')$ *trascorso dacchè era avvenuto l' impulso.* Ecco come colla nostra ipotesi si spiega facilmente quella proprietà dei dielettrici che in questi ultimi tempi è stata chiamata *isteresi-viscosa* o semplicemente *viscosità* dielettrica.

Fermiamoci un poco sul caso in cui il campo esterno varii con legge sinusoidale. Poniamo cioè

$$X = F \operatorname{sen} \omega t . \tag{5}$$

La (3) ci dà in questo caso

$$\alpha = h \operatorname{sen} \omega t + \frac{QF}{\rho^2 + \omega^2} \left\{ \rho \operatorname{sen} \omega t - \omega \cos \omega t \right\} + \frac{QF}{\rho^2 + \omega^2} \omega e^{-\rho t} .$$

L' ultimo termine svanisce dopo qualche tempo che si è stabilito il campo e, a regime permanente, si ha

$$\alpha = h F \operatorname{sen} \omega t + \frac{QF}{\rho^2 + \omega^2} \left\{ \rho \operatorname{sen} \omega t - \omega \cos \omega t \right\} . \tag{6}$$

Questa espressione si può anche mettere sotto la forma

$$\alpha = A \operatorname{sen} (\omega t - \theta)$$

la quale, confrontata colla (5), ci mostra che, *se un coibente viene messo in un campo elettrostatico sinusoidale, la polarizzazione assume anch' essa, dopo un tempo più o meno breve, andamento sinusoidale, con ugual frequenza del campo esterno, presenta però rispetto a questo un certo spostamento di fase* θ.

Se si considerano X ed α rispettivamente come ascissa ed ordinata di un punto mobile, si ottiene una curva la quale si chiude su se stessa e, a seconda dei diversi valori che può

assumere θ. presenterà una delle forme indicate nella fig. 7. Curve di tal natura sono state realmente constatate per la prima volta da Janet [1]) e indi da Beaulard e Mercanton [2]).

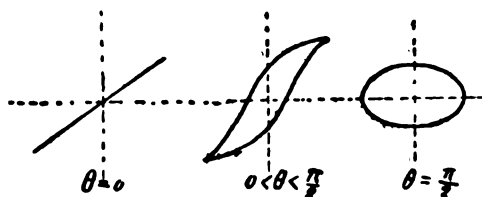



Fig. 7.

Come è noto, l' area di detta curva rappresenta l'energia che è stata dissipata nell'unità di volume del coibente durante un ciclo di polarizzazione. Questa area per le (5) e (6) riesce proporzionale al quadrato medio della differenza di potenziale che serve per la produzione del campo.

Ciò è pienamente d' accordo con le esperienze di Steimnetz, Friks, Benischke, Houllevigue colle quali è stata misurata direttamente l' energia dissipata sotto forma di calore nel dielettrico di un condensatore.

Precisamente le suddette formule ci dicono che l'energia svolta sotto forma di calore in un secondo è data da

$$W = \frac{Q F^2 \omega^2}{2 (\rho^2 + \omega^2)} .$$

Questa espressione, oltrechè riuscire proporzionale al quadrato del potenziale, dipende ancora dalla frequenza, che vi compare implicitamente in

$$\omega = 2 \pi n .$$

1) Comptes Rendus, 116, 1892, pag. 873.

2) Beaulard, Journal de Physique 1900; Mercanton, Dissertation presentée à l' Université de Lausanne. Bisogna però osservare che le esperienze di Beaulard e quelle di Mercanton sono state fatte bensì con campi alternati ma non sinusoidali; perciò noi non ci potremo servire dei loro risultati per verificare le formule sopra stabilite.

Col crescere della frequenza, W cresce continuamente ed asintoticamente, tendendo per alte frequenze al limite

$$W' = \frac{1}{2} Q F .$$

Nel paragrafo successivo descriveremo delle esperienze che possono considerarsi come una conferma sperimentale di questi risultati.

Dai campi sinusoidali si può facilmente passare ai campi rotanti osservando che questi ultimi si possono considerare come dovuti alla composizione di due o più campi sinusoidali. Noi tratteremo questo caso indipendentemente dal precedente e verremo a risultati, i quali saranno poi da noi applicati sia agli ordinari campi elettrostatici rotanti, sia a quelli nei quali la direzione del campo, anzichè rotare di moto uniforme, ruota con moto vario qualunque.

Supponiamo che in un certo campo elettrostatico sia immerso un cilindro a sezione circolare girevole intorno al proprio asse [1]), e che la direzione del campo sia perpendicolare al detto asse.

Consideriamo una terna di assi cartesiani rigidamente unita al cilindro e avente l'asse del medesimo per asse delle z. Se chiamiamo θ l'angolo che ad ogni istante il campo elettrostatico fa con l'asse delle x ed F la grandezza del campo, le componenti del medesimo sono date da

$$(11) \qquad \begin{cases} X = F \cos \theta \\ Y = F \operatorname{sen} \theta \end{cases}$$

e dipendono entrambe dal tempo che è contenuto implicitamente in θ.

1) Cfr. Esperienze di Arnò, di Sella, di Threfall, di Schaufelberger a pag. 354 e seg.

Per la (7) le componenti di quella parte della polarizzazione dielettrica da noi rappresentata con q (vedi pag. 348) all' istante t' sono date da

$$(12)\qquad \begin{cases} \alpha = h\,F\cos\theta + Q\,F\,e^{-\rho t}\int_0^{t'} e^{\rho t}\cos\theta\,dt \\ \beta = h\,F\,\mathrm{sen}\,\theta + Q\,F\,e^{-\rho t}\int_0^{t'} e^{\rho t}\,\mathrm{sen}\,\theta\,dt \end{cases}$$

dove h e ρ sono due costanti dipendenti dalla natura del corpo considerato [1]).

Dalle precedenti formule si ha:

$$q_x = h\,\rho\,F_0\;e^{-\rho t'}\int_0^{t}\cos\theta\,e^{\rho t}\,dt$$

$$q_y = h\,\rho\,F_0\,e^{-\rho t'}\int_0^{t'}\mathrm{sen}\,\theta\;e^{\rho t}\,dt$$

Ora considerando i due integrali indefiniti

$$J = \int\cos\theta\,e^{\rho t}\,dt\,,\quad J' = \int\mathrm{sen}\,\theta\,e^{\rho t}\,dt$$

si ha integrando per parti

$$\int\cos\theta\,e^{\rho t}\,dt = \frac{e^{\rho t}}{\rho}\cos\theta + \frac{1}{\rho}\,\frac{d\theta}{dt}\int e^{\rho t}\,\mathrm{sen}\,\theta\,dt$$

$$\int\mathrm{sen}\,\theta\,e^{\rho t}\,dt = \frac{e^{\rho t}}{\rho}\,\mathrm{sen}\,\theta - \frac{1}{\rho}\,\frac{d\theta}{dt}\int e^{\rho t}\cos\theta\,dt$$

ossia ponendo

$$\frac{d\theta}{dt} = \theta'$$

(1) Altrove abbiamo detto che h e ρ dipendono anche dalla forma della sostanza.

si ha

$$\begin{cases} J = \dfrac{e^{\rho t}}{\rho} \cos\theta + \dfrac{\theta'}{\rho} J' \\ J' = \dfrac{e^{\rho t}}{\rho} \operatorname{sen}\theta - \dfrac{\theta'}{\rho} J \end{cases}$$

e risolvendo rispetto ad J ed J′ si ha

$$J = \int \cos\theta\, e^{\rho t}\, dt = \frac{e^{\rho t}}{\rho^2 + \theta'^2} \left\{ \theta' \operatorname{sen}\theta + \rho \cos\theta \right\}$$

$$J' = \int \operatorname{sen}\theta\, e^{\rho t}\, dt = \frac{e^{\rho t}}{\rho^2 + \theta'^2} \left\{ \rho \operatorname{sen}\theta - \theta' \cos\theta \right\}$$

Facendo la differenza dei valori della prima di queste espressioni per $t = t'$ e $t = 0$ e sostituendo nella prima delle (13) si ha finalmente

$$\alpha = k\, F \cos\theta + \frac{Q\, F}{\rho^2 + \theta'^2} \left\{ \theta' \operatorname{sen}\theta + \rho \cos\theta \right\} -$$

$$- \frac{Q\, F}{\rho^2 + \theta'^2} \left\{ \theta'_0 \operatorname{sen}\theta_0 + \rho \cos\theta_0 \right\} e^{-\rho t} .$$

L' ultimo termine, contenendo il fattore $e^{-\rho t}$, mostra che l' andamento della polarizzazione impiega un certo tempo ad assumere un regime permanente (vedi osservazione analoga fatta a pag. 348). Passato questo tempo più o meno corto si ha

$$(14) \qquad \begin{cases} \alpha = k\, F \cos\theta + \dfrac{Q\, F}{\rho^2 + \theta'^2} \{\theta' \operatorname{sen}\theta + \rho \cos\theta\} \\ \text{e analogamente si troverebbe} \\ \beta = k F \operatorname{sen}\theta + \dfrac{Q\, F}{\rho^2 + \theta'^2} \{\rho \operatorname{sen}\theta - \theta' \cos\theta\} \end{cases}$$

La semplice ispezione di queste formule mostra che in generale la polarizzazione viscosa $(q_x\, q_y)$ ha diversa direzione di quella che allo stesso istante presenta il campo. Ne segue che le cariche indotte le quali per effetto di detta polarizzazione si formeranno alla superficie del cilindro tende-

ranno generalmente a far rotare il cilindro e come ben sappiamo (vedi pag. 325) il momento M di rotazione è dato ad ogni istante da

$$M = - F I v \operatorname{sen} \omega$$

dove F ed I sono le grandezze rispettivamente del campo elettrostatico e della polarizzazione ed ω l'angolo formato dalle direzioni di queste due quantità vettoriali.

Ora si ha

$$F I \operatorname{sen} \omega = X \beta - Y \alpha$$

e per le (11) e (14) si ottiene

$$F I \operatorname{sen} \omega = - Q F^2 \frac{\theta'}{\rho^2 + \theta'^2}$$

e quindi il momento di rotazione M del cilindro è dato da

$$M = v Q F^2 \frac{\theta'}{\rho^2 + \theta'^2} \tag{15}$$

questa è appunto la formula alla quale noi volevamo pervenire.

Se il campo rota di moto uniforme si ha

$$\theta = \omega t$$

quindi

$$\theta' = \omega ,$$

essendosi chiamata ω la velocità angolare relativa tra il campo e il cilindro. Essa è legata alla frequenza dalla relazione

$$\omega = 2 \pi n .$$

In questo caso il cilindro sarà quindi sollecitato a rotare da una coppia il cui momento per la (15) è dato da

$$M = v Q F^2 \frac{\omega}{\rho^2 + \omega^2} \tag{16}$$

Rotazioni di questa natura sono state per la prima volta realizzate dall'Arnò. Prima di lui però il Felici aveva otte-

nuto rotazioni di tal genere. Egli osservò [1]) che se una lastrina della forma di un elettrometro a quadranti vien sospesa sopra un disco orizzontale di vetro. quando il disco vien posto in rotazione e l'ago viene elettrizzato, questo segue il movimento del disco come avviene nella nota esperienza di Arago tra un disco di rame e un ago magnetico.

Qui, inversamente a quanto avviene nelle esperienze di Arnò, era il campo esterno che seguiva la rotazione del coibente.

L'Arnò stesso che, per spiegar ciò, aveva insistentemente sostenuto l'ipotesi di un'isteresi dielettrica del genere di quella che si riscontra nel ferro fu poi condotto ad ammettere [2]) che si trattava invece di tutt'altro perchè, al contrario di quello che avrebbe dovuto verificarsi in base alla suddetta ipotesi, egli osservò che il momento di rotazione del cilindro coibente diminuiva col crescere della frequenza; il Prof. A. Sella trovò inoltre che con frequenze Hertziane non si osservano più dette rotazioni eccetto che invece di sperimentare con i migliori e più comuni coibenti (paraffina, zolfo....) si sperimenti con creta, gesso, carta compressa.... Queste esperienze, ancora inedite, fatte parecchi anni fa dal Prof. Sella e che egli gentilmente mi ha comunicate dietro richiesta, completano dei risultati analoghi ottenuti da R. Threlfall [3]) il quale si era limitato a sperimentare soltanto con l'ebanite. Noi faremo vedere che la nostra ipotesi sulla conducibilità dei coibenti e la conseguente formula (10) spiega tutte quante queste circostanze.

Perciò basta dare ad ω una successione di valori e si prendono i corrispondenti valori del momento M di rotazione come ordinate e quelli di ω come ascisse di un punto mobile.

La curva che così si ottiene (fig. 8) indica che la coppia di rotazione partendo dallo zero cresce con l'aumentare della frequenza, raggiunge un massimo per $\omega_1 = \rho$ indi decresce e tende asintoticamente a riannullarsi. La frequenza per la

1) Nuovo Cimento. 1876, pag. 73.
2) Nuovo Cimento. Vol. 5., pag. 54, 1897.
3) Physical Review. 1897.

quale la coppia di rotazione riesce massima è quindi tanto più alta quanto maggiore è quell'elemento (ρ) che si può considerare come misura della conducibilità della sostanza. Così si

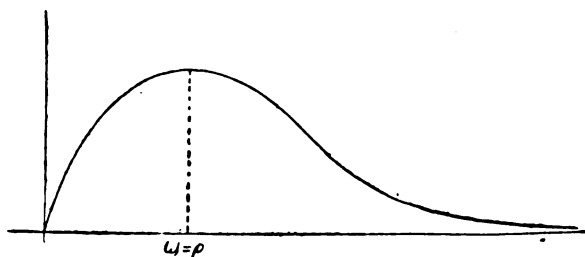



Fig. 8.

spiega perchè mentre nelle esperienze del Sella restavano immobili le sostanze zolfo, paraffina che generalmente si considerano come ottimi coibenti, si mettevano invece in rapida rotazione quelle leggermente conduttrici (carta, gesso indurito, creta compressa).

La suddetta curva spiega similmente i risultati analoghi ai precedenti del Sella ai quali è pervenuto Threfall e che si riferiscono a frequenze comprese tra quelle di Arnò e quelle del Sella.

Una più attenta osservazione mostra che tra la (16) e le esperienze c'è non soltanto concordanza qualitativa, per quello che riguarda la dipendenza del momento di rotazione dalla frequenza. In mancanza di più ricchi dati sperimentali mi limito a convalidare la mia opinione riferendomi unicamente alle poche esperienze di Arnò [1]), le quali sono state fatte con tre diverse frequenze sopra un cilindro cavo di carta paraffinata.

Nel quadro che qui viene riportato il significato delle lettere è il seguente:

B = induzione elettrostatica.

n = frequenza,

d = deviazione del cilindro (proporzionale al momento M di rotazione).

1) *Nuovo Cimento,* 1897, vol, 5, pag. 54.

TABELLA VIII.

		n	d	Valori calcolati
B = 0,083	1	44	$d_1 = 5,5$	—
	2	22	$d_2 = 9,5$	9,5
	3	11	$d_3 = 13,5$	12,3
B = 1,818	1	44	$d_4 = 59$	—
	2	22	$d_5 = 87$	87.2
	3	11	$d_6 = 129$	135.

Le esperienze 4, 5, 6 furono fatte in diverse condizioni di sensibilità di quelle in cui furono fatte le esperienze 1, 2, 3.

Se si prende, come pare conveniente,

$$\rho = 2\pi . 107$$

si possono calcolare i rapporti

$$\frac{d_1}{d_2}, \quad \frac{d_1}{d_3}, \quad \frac{d_4}{d_5}, \quad \frac{d_4}{d_6}. \tag{17}$$

Allora prendendo per d_1 e d_4 il valore sperimentale ho trovato per d_2, d_3, d_5, d_6 i valori riportati nell' ultima colonna della precedente tabella. Se si osserva che il campo rotante era ottenuto mediante correnti alternate industriali le quali sono tutt'altro che sinusoidali come noi per semplicità abbiamo supposto, si vede che la concordanza tra i valori sperimentali e quelli calcolati è veramente soddisfacente.

Nel Politecnico di Zurigo il Dott. Schaufelberger [1]) mise in evidenza il ritardo di polarizzazine con una disposizione la quale potrebbe venire realizzata col mio apparecchio (fig. 1 pag. 320) sostituendovi al cilindro a sezione ellittica un cilindro a sezione circolare. Il cilindro, fatto rotare meccanicamente intorno al proprio asse e poi abbandonato a se stesso, acquista per inerzia un movimento oscillatorio che si smorza molto

1) *Inaugural Dissertaz.* Baden 1898.

lentamente. Se durante il movimento del cilindro le due armature del condensatore ad aria vengono poste in comunicazione con i poli di una batteria voltaica, lo smorzamento aumenta notevolmente.

Riferendoci alla formula

$$M = v h \rho F^2 \frac{\theta'}{\rho^2 + \theta'^2}$$

che abbiamo già stabilito a pag. 354 noi possiamo facilmente spiegare i suddetti risultati.

Qui $\theta' = \frac{d\theta}{dt}$ ha il significato di velocità angolare del cilindro.

Nel presente caso conviene osservare che essendo molto lunga la durata di oscillazione (superiore ai 5″) risulta approssimatamente θ' trascurabile di fronte a ρ e si ha

$$M = v h \rho F^2 \frac{\theta'}{\rho^2}$$

$$= \frac{v h F^2}{\rho} \frac{d\theta}{dt}.$$

Questo momento di rotazione essendo proporzionale alla velocità angolare del cilindro deve manifestarsi come smorzamento; se K è il momento di inerzia del corpo noi porremo per brevità

$$l = \frac{v h F^2}{2 \rho K}$$

ed osserviamo che i corrispondenti valori di $2l$ non sono altro che quelli che il Dott. Schaufelbergr riferisce sotto l'intestazione $\frac{\lambda}{T} - \frac{\lambda_0}{T_0}$, nelle tabelle riassumenti le sue misure di smorzamento.

Nella tabella IX sono riportate le misure suddette e l'ultima colonna dimostra che la proporzionalità tra l ed F^2 può grossolanamente ritenersi verificata.

SOSTANZA	P Potenziale in Volt	$2l$ Coeff. di smorzamento	$\frac{2l}{P^2}$
(pag. 61) Paraffina (potenziale ascendente)	0^v	0	
	1059^v	27×10^{-5}	$2,43 \times 10^{-10}$
	1585^v	58×10^{-5}	$2,30 \times 10^{-10}$
	2113^v	96×10^{-5}	$2,15 \times 10^{-10}$
(pag. 62) Paraffina (potenziale discendente)	1055	24×10^{-5}	$2,16 \times 10^{-10}$
	1583	50×10^{-5}	$2,00 \times 10^{-10}$
	2116	84×10^{-5}	$1,88 \times 10^{-10}$
	2656	130×10^{-5}	$1,84 \times 10^{-10}$
	2656	134×10^{-5}	$1,86 \times 10^{-10}$
(pag. 64) Gommalacca I serie	1578^v	2187×10^{-5}	$87,74 \times 10^{-10}$
	1051^v	951×10^{-5}	$86,10 \times 10^{-10}$
	256^v	258×10^{-5}	$93,24 \times 10^{-10}$
	0	0	
	525^v	216×10^{-5}	$78,36 \times 10^{-10}$
	1048^v	957×10^{-5}	$87,16 \times 10^{-10}$
	1573^v	2197×10^{-5}	$88,80 \times 10^{-10}$
(pag. 65) Gommalacca II serie	413^v	123×10^{-5}	$72,09 \times 10^{-10}$
	616^v	281×10^{-5}	$74,04 \times 10^{-10}$
	816^v	494×10^{-5}	$74,18 \times 10^{-10}$
	1028^v	798×10^{-5}	$75,54 \times 10^{-10}$
	1240^v	1024×10^{-5}	$78,30 \times 10^{-10}$

Le differenze (gia notate dallo Scaufelberger) tra le due serie con la gommalacca sono da attribuirsi (secondo Scauf) a tracce di umidità.

Senza addentrarci nei particolari si capisce adesso senz' altro da ciò che è stato detto a proposito delle esperienze del Sig. Schaufelberger, la ragione per la quale nella grafica N. 1 riesce smorzato il movimento rappresentato dalla sinusoide D E e non quello rappresentato dalla sinusoide G H.

CONCLUSIONI.

1. Generalmente nei coibenti la polarizzazione cresce colla durata del campo; fa eccezione soltanto pei corpi da

me studiati la paraffina purissima in cui la polarizzazione è indipendente dalla durata del campo.

2. Per campi costanti la dipendenza tra la polarizzazione p e il tempo t segue la legge

$$p = A - B \cdot 10^{-ct}$$

dove A, B, c sono costanti dipendenti dalla forma e dalla natura della sostanza che si considera; A e B sono inoltre proporzionali al campo.

3. La suddetta legge equivale a quest' altra

$$u = \lambda X = \rho \alpha$$

dove u è la corrente nell' interno del coibente, X la forza elettromotrice esterna, α la polarizzazione del coibente, λ e ρ due costanti dipendenti dalla natura e dalla forma del coibente.

4. Tutti i fenomeni di ritardo di polarizzazione in campi variabili e di rotazioni elettrostatiche si deducono dalla precedente formula.

Pisa, Agosto 1902.

FENOMENI CHE MANIFESTANO LE POLVERI IGROFILE POSTE IN CONTATTO CON LE SOLUZIONI SALINE I MISCUGLI ALCOOLICI E GLI ACIDI DILUITI,

del Prof. TITO MARTINI [1]).

(Sunto).

L' azione esercitata in una soluzione salina da una sostanza, ridotta in polvere, e versata nel suo seno, fu di recente studiata dal Dott. Lagergren [2]). Egli trovò che in alcuni casi la soluzione riusciva più concentrata e in altri meno; chiamò *assorbimento positivo* il fenomeno corrispondente al minor grado di concentrazione come se la polvere avesse assorbito una porzione della sostanza disciolta e disse *assorbimento negativo* il caso contrario. Spiegò il fenomeno basandosi sul fatto già noto [3]) che la solubilità dei sali varia con la pressione: per la qual cosa, gli strati liquidi aderenti ai granelli di polvere do-

1) Atti del R. Istituto Veneto, T. 61, parte seconda, pag. 647.

2) Bihang Till K. Svenska. Vat. Akad. Handligar. Band. 24, Stockolm 1898.

3) Braun, Wied. Ann T. 30, 1887. — Stackelberg, Bulletin de l'Acad. imp. de St. Petersbourg, Serie 5., T. 6, 1896.

vendo, per l'adesione, trovarsi fortemente compressi in confronto degli altri che stanno fuori della sfera d'azione di detta forza, dovrà seguirne una diffusione di sale, verso gli strati non compressi, in quei casi nei quali la cresciuta pressione fa scemare la solubilità; ed un moto inverso dovrà avvenire nei casi in cui l'accrescimento di pressione la favorisce.

Nei miei studi sul fenomeno del Pouillet [1]) (calore svolto nel bagnare le polveri), ebbi campo d'occuparmi dei fenomeni osservati dal Lagergren; ma i fatti che risultarono non militano in favore della ingegnosa ipotesi dell'A. Il Lagergren sperimentò col carbone animale e col caolino; io, con l'anidride silicica e il carbone animale. E trovai che una stessa polvere, versata nella soluzione di uno stesso sale, poteva dar luogo ad un assorbimento positivo o negativo secondo il grado di concentrazione del liquido. Trovai pure l'invertimento del segno con due soluzioni, egualmente concentrate, di una stessa sostanza, in una delle quali si versò la silice e nell'altra il carbone animale. Il qual fatto infirma l'ipotesi del Fisico svedese, perchè dai miei esperimenti, confermati in un recente studio dei professori Bellati e Finazzi [2]), risulta che la silice e il carbone animale procedono in modo conforme rispetto al fenomeno dell'umettazione.

Le mie ricerche furono poscia estese ai miscugli alcoolici ed agli acidi diluiti; e trovai che l'anidride silicica e il carbone animale, bene essiccati, sottraggono l'acqua ad un miscuglio alcoolico, anche se questa è in piccolissima quantità (alcool a 99°). E l'anidride silicica rende più concentrata una diluizione d'acido solforico formata, per es., da un volume di acido in tre volumi d'acqua. È necessario che le polveri siano bene asciutte; perocchè se fossero umide potrebbero cedere l'acqua e rendere più povera la diluizione. Anzi è importante notare che per un certo grado d'umidità della polvere, questa non assorbe nè cede acqua alla soluzione; lo che prova che una porzione d'acqua è tenacemente fissata da quelle polveri che chiamai *igrofile*. Rammenterò che il Van Bemmelen ebbe ad

1) Atti del R. Ist. Ven. 1897, 1898, 1900.
2) Atti del R. Ist. Ven, T. 61, pag 503.

affermare che l' acqua e l' anidride silicica si uniscono chimicamente formando degli idrati instabili [1]). E l'Autore giustamente osservò che in simiglianti casi è difficile scorgere una differenza fra l' unione fisica e l' unione chimica ossia fra l' idratazione e l' igroscopicità.

Poichè il carbone animale, e quelli vegetali, producono gli stessi effetti della silice quando vengono umettati con l' acqua, convien credere che l' unione con l' acqua sia piuttosto fisica che chimica, o almeno che tali fenomeni appartengano a quelle serie di fatti, così degni di studio, che stanno sul confine tra la fisica e la chimica come scrissero il Bellati e il Finazzi. I quali, indagando il calore svolto nel bagnare le polveri, trovarono per il carbone animale e per l'anidride silicica lo stesso numero di calorie già da me determinato per queste sostanze ridotte allo stato di grande secchezza. Ma non accettarono le conclusioni da me formulate, cioè che il calore svolto fosse dovuto ad una parte del liquido che si solidifica nel seno della polvere. Perocchè gli Autori, misurando in modo diretto il calore specifico della silice più o meno umida, risultò loro che la caloricità dell' acqua bagnante la silice non era quella del ghiaccio ma bensì quella dell' acqua fluida [2]).

Se non che, dalle ricerche stesse dei due Autori sembrami poter dedurre essere la mia ipotesi ancora sostenibile. Infatti, nei due casi nei quali l' acqua igroscopica era in piccola quantità (7,78 per 100 di silice) gli Autori trovarono per il calore specifico dell' acqua 0,9424; per quantità superiori d' acqua igroscopica trovarono 1,0030; 1,0038; 1,0110. Bellati e Finazzi scrissero che le differenze notate erano da imputarsi agli « inevitabili errori che si accumulano sul risultato finale ». Ma è da notare che l' errore in meno è decuplo di quello in più; e che il procedimento dell' errore tende piuttosto ad aumentare il valore che a diminuirlo; sicchè anche il numero 0,9424, purgato dell' errore, potrebbe riuscire più piccolo. Se poi si prendono ad esaminare i valori, trovati dai due fisici, che rappresentano le calorie svolte da 1 grammo di silice più o meno umida, e su questi si istituisce un calcolo analogo a

1) Archives Neerlandaises, T. 15, pag. 321, 1880.
2) Loc. cit. pag. 507.

quello che io feci nella III Memoria sul fenomeno del Pouillet [1]), si trova un numero di calorie bensì inferiore, ma non troppo diverso da quello dei dati sperimentali ottenuti da Bellati e Finazzi.

Da ciò concludo che il fenomeno dell' umettazione di una polvere igrofila potrebbe paragonarsi ad una specie di *soluzione invertita* dove la polvere fa da solvente e il liquido da corpo solubile, assumendo esso, intorno ai granuli della polvere, lo stato solido o prossimo al solido. E poichè sussiste continuità fra i così detti stati della materia, può avvenire che solo i più intimi strati dell' acqua assumano la caloricità del ghiaccio, e questa cresca, progredendo fino ad 1, verso gli strati più esterni i quali, conservando la loro fluidità, vanno e vengono a seconda delle condizioni dell' ambiente in cui si trovano. Così al raffreddamento che si manifesta nella soluzione diretta farebbe riscontro il riscaldamento che ha luogo in questa sorta di soluzione invertita; e sarebbe spiegabile anche il fenomeno della maggior concentrazione di una soluzione acida o salina, ovvero di un miscuglio alcoolico, posti in contatto con una sostanza igrofila, perciocchè se una parte dell' acqua diventasse solida, una porzione della sostanza disciolta dovrebbe separarsene.

---

1) Chiamando q la differenza fra la quantità d' acqua contenuta in un grammo di silice sotto i diversi gradi di umidità con i quali fu sperimentata, e la quantità d'acqua che conteneva quando sviluppò il massimo delle calorie (18,54), la differenza

$$18{,}54 - 80\,q$$

dovrebbe dare un numero di calorie corrispondenti a quel dato grado di umidità che fu determinato con l' esperienza, qualora fosse divenuta solida tutta l' acqua rappresentata da q. Facendo il calcolo per i primi sette numeri della serie per i quali, presumibilmente, l'acqua tenacemente fissata non era soverchiata da quella libera, il loro valore medio risulta eguale a 13,43, laddove il valore medio dei dati sperimentali è 10,79.

LIBRI NUOVI

LEHRBUCH DER GEOMETRISCHEN OPTIK
di A. GLEICHEN.

(Editore G. B Teubner. — Leipzig e Berlin, 1902).

Questo libro comprende l'ottica geometrica propriamente detta, e in modo speciale vi sono descritti tutti quelli istrumenti ottici coi quali si generano le immagini, come la lente d'ingrandimento, il microscopio, il cannocchiale e l'obiettivo fotografico.

È un libro indispensabile a quanti vogliano iniziarsi nelle discipline dell'ottica geometrica.

L'A. ha cercato ovunque di uscire da semplici casi concreti e di porre anzitutto la teoria generale; così il libro presenta una certa larghezza di esposizione.

Per rendere più chiare le teorie esposte l'A. ha inserito qua e là numerosi esempi numerici, calcoli trigonometrici, tabelle di formule relative a speciali sistemi ottici e studi relativi a combinazioni di lenti che hanno storicamente molta importanza. M. P.

I SISTEMI D'ILLUMINAZIONE
per Dott. O. M. CORBINO.

(Piccola Enciclopedia del secolo XX. — Remo Sandron, editore, Milano).

Questo libro, che tanto bene inaugura la pubblicazione della piccola enciclopedia del secolo XX, merita di essere segnalato, perchè colma una lacuna nel campo della coltura popolare.

Trattati magistrali hanno svolto in modo veramente completo l'argomento sull'illuminazione pubblica e privata, ma mancava presso noi un testo pratico, elementare, che trattasse dello stesso argomento, dedicato esclusivamente al pubblico. A questa mancanza ha felicemente riparato l'A.

Il libro è buono, fatto con molta coscienza, ed esposto con chiarezza ed esattezza, cose, queste ultime, non facile ad ottenersi quando si deve esporre al pubblico e non a tecnici, principii fondamentali di fisica ed applicazioni che richiedono una certa coltura ed un linguaggio piuttosto rigoroso per essere ben intesi.

L'A. non stimerà però indiscreta la preghiera che egli voglia rendere il libro ancora più pregevole, e forse in molte parti più pratico, accompagnando le descrizioni degli apparecchi con figure, le quali, in molte parti del testo, sono indispensabili se l'A. vuole raggiungere lo scopo prefissosi di dedicare il trattatello al pubblico, al quale, ritengo, riuscirà di grande utilità.

L'edizione del Sandron è, come sempre, nitidissima.

Ing. G. CARRO CAO.

ELEMENTARY PRINCIPLES IN STATISTICAL MECHANICS

by J. WILLARD GIBBS.

New-York (Charles Scribner's sons) London (Edward Arnold).

Questo libro, che costituisce una bella introduzione allo studio della termodinamica, dà un riassunto delle teorie della così detta «*Statistical Mechanics*», cioè di quella parte della meccanica che studia l'insieme formato da un numero infinito di sistemi. E più precisamente si occupa della distribuzione dei valori delle loro coordinate e delle loro velocità. Preposto il teorema della «conservation in phase» se ne fa un'applicazione al calcolo degli errori e alla integrazione delle equazioni del movimento. Vengono quindi studiati casi particolari, tra cui uno specialmente notevole, che l'A. dice canonico, in cui l'indice della probabilità è funzione lineare dell'energia, e di cui sono interessantissimi e molteplici i rapporti alla termodinamica, che l'A. discute a lungo. Chiude il libro lo studio di sistemi composti di parti simili, e di quelli composti di particelle di parecchie specie, in cui di nuovo s'incontrano equazioni identiche formalmente alle equazioni della termodinamica.

RIVISTA

Drude's Annalen, Vol. 6°, N. 9, 1901.

SEITZ W. *Contribuzioni alla conoscenza dei raggi catodici* (pp. 1-34). — Scopo di questo lavoro è di contribuire a chiarire il problema degli effetti scambievoli che hanno luogo fra atomo o molecola e elettrono, in base alla teoria emissiva.

L'A. constata che i raggi catodici vengono diffusamente riflessi da lastre di metallo comunicanti col suolo. A incidenza perpendicolare l'intensità dei raggi riflessi varia approssimativamente in ragione diretta del coseno dell'angolo d'emissione. A incidenza obliqua i metalli si comportano però diversamente, essendo nel caso di alluminio, zinco, ferro e rame il massimo d'intensità spostato verso la riflessione speculare, mentre in quello del platino, argento e oro la direzione di riflessione massima è situata fra il raggio incidente e la normale alla superficie metallica.

Per la prima di quelle classi di metalli la riflessione aumenta sensibilmente coll'angolo d'incidenza, mentre per gli altri metalli essa scema alquanto.

A incidenza perpendicolare il potere riflettente, d'accordo coi risultati dello Starke, scema un poco, ad eccezione dello zinco.

L'assorbimento dei raggi catodici nelle lastre sottili si mostra essenzialmente dipendente dalla tensione; il coefficiente d'assorbimento aumenta poi collo spessore. La legge del Lenard, secondo la quale delle lastre sottili di diversi metalli, ad eguaglianza di massa per unità di superficie, assorbono la stessa frazione del l'irradiazione incidente, non è valida che in prima approssimazione.

L'aumento del coefficiente d'assorbimento collo spessore della finestra non si spiega coll'ipotesi che al traversare del metallo le particelle perdano parte della loro velocità per effetto di attrito sulle molecole, perchè non si constata differenza di sorta nella deviabilità magnetica e elettrica d'un raggio, sia che provenga direttamente dal catodo, sia che abbia traversato una finestra d'alluminio.

I raggi uscenti lateralmente dalla finestra sotto angolo obliquo si comportano al pari di quelli centrali e normali. L'A. trova per v il valore $0{,}703.10^{10}$, per $\frac{\varepsilon}{m}$ il valore $0{,}645.10^{7}$.

TANGL K. *Effetto della magnetizzazione sul modulo di elasticità* (pp. 34-65). — Il principio del metodo qui usato è questo: Un

filo magnetizzato a tensione costante cambia di lunghezza, mentre a lunghezza costante cambia di tensione, essendo il rapporto di quei due cambiamenti proporzionale al modulo di elasticità corrispondente alla magnetizzazione applicata. Basta quindi misurare ambedue i cambiamenti, per dedurne quest' ultimo.

Risulta dalle esperienze dell'A. che realmente avviene un cambiamento del modulo d' elasticità colla magnetizzazione, messo in dubbio da Wertheim e Tomlinson, aumentando p. es. quel modulo pel nichel dell' 1,5 per cento al crescere del campo magnetico da 160 a 470 unità C. G. S. Viene poi constatata la notevole influenza esercitata dalla carica sui fenomeni in proposito, nonchè il comportamento singolare del ferro.

Quanto poi ai cambiamenti di lunghezza, l'A. osserva sempre una contrazione del filo, dipendente essa pure dalla carica.

TAMMANN G. *Punti triplici* (pp. 65-74). — Dei molti punti triplici occorrenti nei diagrammi di stato dei corpi, quattro anni fa, una sola specie era stata realizzata, quelli cioè corrispondenti alla temperatura di fusione e di transizione a pressioni basse. Ora è un fatto dimostrato da recenti investigazioni che la maggioranza dei corpi, in un intervallo superiore di 100° all' incirca alla temperatura di fusione e in un certo intervallo di pressione, possono presentarsi in forme polimorfe, sicchè il polimorfismo non si può ritenere privilegio di pochissime sostanze come altra volta si credeva. Risulta infatti dalle ricerche dell' autore medesimo che dai liquidi raffreddati molto al disotto del punto di fusione quasi sempre cristallizzano diversi nuclei di diversi cristalli polimorfi. Siccome pertanto è di somma importanza di stabilire accuratamente la posizione dei numerosi punti triplici corrispondenti a quei fenomeni, l'A. deduce, coi metodi di J. W. Gibbs, la seguente regola di facile applicazione. « Il prolungamento di una curva d' equilibrii assolutamente stabili al di là di un punto triplo è sempre situato fra due curve di equilibri assolutamente stabili ».

HOLLMANN R. e TAMMANN G. *Due diagrammi di stato* (pp. 74-84). — Gli A. danno in questo lavoro le curve di fusione e di trasformazione dell' ioduro di metileno e dell' acido acetico, valendosi, per le pressioni superiori, di vasi d' acciaio. Constatano che il primo di questi corpi è tetramorfo, presentando sei punti triplici nell' intervallo studiato, mentre l' acido acetico ne possiede solamente due. Le equazioni delle curve sono date per entrambe queste sostanze.

MOHLER H. *Il coefficiente di temperatura della suscettività di alcune soluzioni saline del gruppo del ferro, e specialmente quello*

del cloruro di ferro [Sunto della dissertazione inaugurale dell'A.] (pp. 84-96). — In vista delle grandissime divergenze presentate dai risultati di vari autori a seconda del metodo impiegato per determinare il coefficiente di temperatura della suscettività di soluzioni saline, l'A. ha riprese quelle misure col metodo del Wiedemann alquanto modificato e reso più sensibile. Viene dimostrato come questo metodo sia adattissimo per siffatte determinazioni, mostrando i valori trovati una eccellente concordanza coi numeri del Jaeger e del Meyer, mentre sono un poco inferiori ai risultati del Plessner. L'A. crede che correnti di convezione, insieme alla modica sensibilità dell'apparecchio, siano la ragione di quel disaccordo.

WEBER R. H. *Sulle curve prodotte dalle scariche elettriche dalle punte* (pp. 96-104). — Ricordata l'esperienza del De Heen, il quale espose una lastra di resina elettrizzata all'azione di parecchi bruciatori Bunsen collocati simmetricamente intorno alla stessa e dopo aver sparso sulla lastra della polvere di solfo, l'A. modifica questo sperimento sostituendo i bruciatori con delle punte metalliche, ciò che dà risultati molto migliori.

Le figure rettilinee ottenute sono alquanto analoghe alle note figure del Kundt.

WINKELMANN A. *Sulla diffusione dell' idrogeno attraverso al palladio* (pp. 104-116). — Risulta da queste ricerche che la quantità d'idrogeno diffondente attraverso al palladio rovente non è proporzionale alla pressione corrispondente dell'idrogeno, essendo quella quantità di gas più grande che non quella che si deduce da codesta legge. Assumendo che si abbia dissociazione dell'idrogeno e che la quantità di gas diffondente sia proporzionale alla pressione delle molecole dissociate, si può dar ragione di quei fatti.

Pare pertanto probabile che in questo processo non già le molecole, ma gli atomi dell'idrogeno passino attraverso al palladio rovente.

SCHÖNHERR P. *Intorno alla capacità di polarizzazione del platino bianco* (pp. 116-125). — L'A., studiando la capacità di polarizzazione del platino con pile contenenti minime quantità di gas, constata che quella grandezza scema regolarmente col tempo, cadendo, con velocità diminuente, da 77,1 a 43,6, nell'intervallo di 72 ore, ciò che viene spiegato supponendo che si diffonda uno strato di gas aderente alla superficie di demarcazione fra platino ed elettrolita. In seguito, l'A. dimostra come la capacità di elettrodi polarizzati scemi coll'aumentare della durata d'oscillazione. Venti ore dopo, che è cessata la forza polarizzante, la pila è

tornata allo stato iniziale, nel quale la capacità è pressochè indipendente dalla durata delle oscillazioni.

WARBURG E. *Sulla capacità di polarizzazione del platino* (pp. 125-136). — Prendendo le mosse da qualche considerazione teorica, l'A. ritiene che generalmente una parte soltanto dei prodotti della decomposizione subisce la diffusione. Studiando poi analiticamente il caso della polarizzazione del platino in una soluzione acquosa di acido solforico, e applicando i risultati alle esperienze del Schönherr precedentemente riferite, il Warburg crede probabile che i fenomeni osservati da quest' ultimo siano cagionati dal fatto che la densità superficiale dell' idrogeno, nello stato non polarizzato, sia lontana dal valor massimo, allorchè è vicina al massimo nello stato polarizzato.

HOLBORN L. e GRÜNEISEN E. *Sulla dilatazione della porcellana e del vetro ad alta temperatura* (pp. 136-146). — D' accordo con precedenti risultati, gli A. trovano che la dilatazione della porcellana fra 0° e 1000° non è rappresentabile da una formola del secondo grado su tutto il tratto, essendo l' aumento dell' espansione in vicinanza a 700° più piccolo e al di là di 800° più grande di quello teorico, ciò che fa supporre un cambiamento di stato della porcellana. Studiate poi le variazioni permanenti di lunghezza di quel corpo, gli A. passano a investigare il comportamento del vetro a silicato di bario, la cui dilatazione rimane approssimativamente rappresentata da una formola parabolica.

LOWNDS L. *Sul comportamento termomagnetico e termoelettrico del bismuto cristallino* (pp. 146-163). — Misurando l' effetto longitudinale di una corrente termica nel caso del bismuto cristallino, l'A. ottiene i seguenti risultati:

1. Le curve rappresentanti l' effetto longitudinale in funzione dell' intensità H del campo sono affatto analoghe a quelle del bismuto elettrolitico, corrispondendo però i valori negativi a temperature molto superiori.

2. Nel caso che tanto la corrente termica quanto le linee di forza siano normali all' asse cristallografico, soltanto alla temperatura più alta e con minima intensità di campo si ottengono valori positivi dell' effetto longitudinale.

In quanto poi all' effetto trasversale, questo è più piccolo, quando la corrente termica è parallela all' asse principale, che non nel caso della corrente normale a quest' asse.

La forza termoelettrica è rappresentata dalla formola

$$e = \alpha (t_1 - t_2) + \beta (t_1^2 - t_2^2),$$

essendo t_1 e t_2 le temperature delle due saldature.

ANGSTRÖM K. *Sulla dipendenza dell' assorbimento dei gas, specialmente dell' acido carbonico, dalla densità* (pp. 163-174). — Per mezzo di estese esperienze fatte con due metodi differenti viene mostrato, come l' assorbimento dell' acido carbonico rimanga alterato dall' aumento della densità gazzosa, essendo quell'alterazione abbastanza grande, cogli spessori degli strati adoperati, per alterazioni della pressione nel rapporto 1 : 5. Secondo l'A. non vi è dubbio che questo fenomeno sia cagionato da una dilatazione delle bande d' assorbimento.

Da ultimo l'A. discute le ricerche dell'Arrhenius intorno all' acido carbonico atmosferico.

KLEMENCIC F. *Sulla conservazione delle calamite campioni in scatole di ferro* (pp. 174-181). — Ricerca il cui risultato dimostra come le scatole di ferro si prestino alla conservazione del momento di una calamita campione, in ragione dell' effetto di schermo esercitato dalle sue pareti.

KLEMENCIC F. *Contributi alla conoscenza del processo di magnetizzazione* - I (pp. 181-192). — L'A. constata, como le sbarre di acciaio dopo la loro tempera non si trovino in equilibrio molecolare; le trasposizioni avvenenti hanno luogo, prima rapidamente e poi con minor velocità, e le calamite molecolari mostrano una disorientazione cagionante una diminuzione del momento magnetico.

Coteste transposizioni sono le principali cause (cause spesso di durata di qualche anno) dalla diminuzione del momento delle calamite permanenti.

LUMMER O. e PRINGSHEIM E. *Nota critica intorno al radiamento nero* (pp. 192-211). — Risposta alla recente critica del Paschen e critica del recente lavoro di quest' ultimo (vedi *Ann. d. Ph.*, 4, p. 277-298, 1901).

Gli A. dimostrano come questo lavoro non appoggi affatto la equazione del Planck.

WORINGER B. *Apparecchio da laboratorio per sollevare il mercurio* (pp. 211-214). — Descrizione di un semplice apparecchio automatico, permettente di sollevare il mercurio ad una qualsiasi altezza.

MIDDEL TH. *Risposta alle note del W. Felgentraeger al lavoro dell'Autore: « Deformazione in seguito al riscaldamento come causa delle alterazioni termiche della sensibilità delle bilancie* (pp. 214-216).

A. GRADENWITZ.

PIETRO SALVIONI, *gerente responsabile.*

CONGRESSO INTERNAZIONALE
DI SCIENZE STORICHE

SOTTO L'AUGUSTO PATROCINIO

di S. M. il RE D'ITALIA

ROMA: Aprile 1903

SEZIONE VIII

Storia delle scienze matematiche, fisiche, naturali e mediche

Chiarissimo Collega,

Nell'aprile del prossimo anno, nei giorni dal 2 al 9, si terrà in Roma un Congresso internazionale di scienze storiche, al quale ha già fatto adesione un cospicuo numero di cultori delle medesime, così d'Italia come di fuori. Una delle sezioni, nelle quali esso è suddiviso, è destinata alla storia delle scienze matematiche, fisiche, astronomiche, geodetiche, naturali e mediche.

Noi ci rivolgiamo, perciò in modo particolare a Lei, che sì efficacemente contribuisce con la sua operosità scientifica all'incremento di siffatti studî, perchè si compiaccia di associarsi a questa impresa, accrescendone con l'autorità della Sua persona l'importanza del successo.

Le saremo ancora più grati se, all'accettazione dell'invito, vorrà aggiungere, un cenno sulle *comunicazioni* che intenderà fare, e sui quesiti che stimerà di proporre alla discussione del Congresso.

A uno qualunque dei sottoscritti Ella potrà chiedere tutti gli schiarimenti che saranno del caso, e d'accordo co' mede-

simi stabilire quanto concerne l' opera sua personale ne' lavori della Sezione.

Accolga, chiarissimo Collega, i sentimenti della nostra maggiore stima ed osservanza.

Roma, 1° Dicembre 1902.

PIETRO BLASERNA, *Direttore dell' Istituto fisico (via Panisperna, 89, Roma).*

VALENTINO CERRUTI, *Prof. nella R. Scuola d' applicazione per gl' ingegneri (Piazza S. Pietro in Vincoli, n. 5, Roma).*

VITO VOLTERRA, *Prof. della R. Università (via in Lucina, 17, Roma).*

PIETRO GIACOSA, *Direttore del laboratorio di materia medica della R. Università di Torino.*

GINO LORIA, *Prof. nella R. Università di Genova.*

Avvertenza.

Per partecipare al Congresso è necessario inviare l' adesione al *Segretariato generale del Congresso, palazzo del Collegio Romano (via Collegio Romano, n. 26),* unendo la quota d' iscrizione in lire **dodici,** e aggiungendo lire **tre** per avere diritto al *ricordo commemorativo del Congresso* (riproduzione artistica in argento di *una antica moneta romana*). Chi pagherà lire **cinquanta** sarà *Socio fondatore del Congresso.*

Gl' inscritti hanno diritto alla riduzione dal 40 al 60 per cento sulle ferrovie, per tutto il regno, e per due mesi (8 marzo-7 maggio inclusivi); e al 50 per cento per i viaggi sui piroscafi della Navigazione generale italiana per tre mesi (15 febbraio-14 maggio 1903) su tutte le linee (escluse quelle d' America).

Gl' inscritti riceveranno, a suo tempo, la tessera di riconoscimento, gli stampati per le riduzioni e facilitazioni di viaggio, e, in ultimo, il volume degli *Atti* del Congresso.

VERBALI

DELLE ADUNANZE TENUTE NELLA VI ASSEMBLEA GENERALE

DELLA

SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

DURANTE

LE FESTE PEL CENTENARIO DELL'ATENEO DI BRESCIA

dal 6 al 9 Settembre 1902

Prima seduta.

(6 Settembre, pomeriggio).

La sesta Assemblea della *Società Italiana di Fisica* viene inaugurata dal Presidente Prof. Righi alla presenza di S. E. il Ministro della P. I. Dopo aver ringraziato il Ministro pel suo intervento, lo ringrazia pure per aver tenuto conto nei nuovi regolamenti universitari di proposte avanzate dalla Società, e particolarmente del desiderio, ripetutamente espresso da molti de' suoi membri e dalle Facoltà universitarie alle quali appartengono, che il corso di Fisica universitario fosse di nuovo reso biennale. Il Presidente aggiunge che probabilmente la Società, nello svolgersi dell'ordine del giorno preparato, avrà occasione di formulare nuove proposte, che saranno presentate a S. E. perchè le prenda in benevola considerazione.

S. E. il Ministro in un forbito discorso saluta i fisici italiani, li ringrazia delle proposte che ebbero a fargli e promette loro di accogliere con sollecitudine i nuovi voti che potranno emettere; anzi li prega e li incoraggia a esporre le loro idee circa l'insegnamento della Fisica nelle scuole italiane.

Ambedue i discorsi riportano unanime applauso, ed uguale accoglienza riceve il discorso pronunziato di poi dall'on. Sindaco di Brescia.

Il Presidente dà quindi la parola all' on. Prof. Battelli, Segretario della Società, il quale commemora il compianto Prof. Felici, che di questa era Presidente onorario. Il Professore Battelli riassume a larghi tratti tutta l' opera scientifica dell' illustre estinto, e degnamente interpreta ed esprime l' ammirazione e il rimpianto che erano nel cuore di tutti.

Stante l' ora avanzata, il Presidente scioglie l' adunanza, rimandando alla seduta successiva l' inizio delle comunicazioni scientifiche.

Seconda seduta.

(7 Settembre, mattina).

Alle ore 8 $^{1}/_{2}$ si apre la seduta.

Il Presidente Prof. Righi comunica lettere e telegramma del Prof. Silvanus Thompson, il quale è dolente di non poter intervenire, come aveva divisato; ed una lettera analoga del Prof. Volterra. Comunica pure delle lettere di condoglianza di diversi colleghi per la morte del Presidente onorario Felici. Indi legge una lettera del Prof. Berlingozzi, che offre una sua pubblicazione sul Magiotti.

Si procede alla nomina dei due Segretari dell'Assemblea, e risultano eletti i soci Gandolfi e Cirri. Quindi si iniziano le comunicazioni scientifiche.

Il Presidente dà la parola al Prof. Chistoni dell' Università di Modena, il quale riferisce intorno all' impianto dei parafulmini sull' Osservatorio di Sestola nel Frignano, ed alle precauzioni prese in conseguenza di fenomeni osservati durante scariche elettriche sul Monte Cimone.

Egli rende noto anche l' impianto nello stesso Osservatorio (1097 m. sul mare) d' un pireliometro a compensazione elettrica dell'Angström, simile a quello che già da un anno funziona a Modena (64 m. sul mare), e che renderà possibili studi accurati sulla *costante solare*.

Riferendosi poi ai voti emessi dalla Società di Fisica nei Congressi di Pisa (26 Settembre 1900) e di Bologna (24 Settembre 1901) il Prof. Chistoni prega la Presidenza di adoperarsi per ottenere sollecitamente l' impianto dell' Osservatorio

magnetico sulla spianata del forte di Sestola; e spera che la Direzione del R. Ufficio di meteorologia e geodinamica vorrà almeno entro l'anno prossimo iniziare gli studi per stabilire se il terreno gentilmente offerto dal Comune di Sestola è adatto per costruirvi detto Osservatorio.

Dà poi comunicazione dei lavori fatti nello scorso anno per lo studio delle *sesse* sul lago di Garda. Rende noto che il Governo austriaco farà collocare un limnimetro Sarasin a Riva, e che ciò renderà più facile lo studio delle sesse longitudinali del lago. Rileva infine la necessità di collocare altri due limnigrafi sul lago di Garda.

Il Prof. Lussana dell'Università di Siena espone alcune sue ricerche sulle proprietà termiche dei solidi e dei liquidi. Dopo una breve discussione sull'equazione di stato in generale e sull'equazione di stato termodinamico in particolare, ed un accenno allo studio del Tammann e del Barus sull'esistenza del punto critico nel passaggio dallo stato solido allo stato liquido, l'A. riferisce sulle esperienze da lui eseguite fino ad ora sul fosforo e sull'alfa-naftolo, per pressioni che si estendono fino a 3000 atmosfere e dalla temperatura ordinaria fino a 200°. Un primo resultato di queste ricerche è che le variazioni di volume nell'atto della fusione diminuiscono al crescere della pressione, e che quindi è molto probabile l'esistenza del punto critico.

In assenza del Prof. Lancetta, il Segretario Prof. Battelli descrive brevemente tre apparecchi di lui:

a) Un elettrografo, che serve per rivelare e registrare le scariche elettriche temporalesche, e consta di un rivelatore e di un registratore. La parte principale del rivelatore è un sensibile coherer munito di asta e di comunicazione col suolo. La variazione di resistenza del coherer fa muovere l'ago di una bussola galvanometrica, e questo va a chiudere il circuito di una soneria elettrica facente parte del registratore. Il martelletto della soneria porta una matita di fronte ad un quadrante, che compie una rotazione completa in 24 ore. I punti segnativi indicano colla loro posizione l'ora in cui avviene il fenomeno, e colla loro frequenza l'intensità di esso.

b) Un elettro-tellurografo, che differisce dall'apparecchio precedente, perchè ha due registratori e perchè in esso al sistema del coherer, dell'antenna e della terra vengono sostituite due comunicazioni colla terra.

c) Un pluviografo, che serve a registrare automaticamente: 1° il principio e la fine della caduta della pioggia: 2° l'interruzione della medesima durante le 24 ore: 3° il periodo della massima pioggia caduta.

Il Presidente dà la parola al Prof. Dessau, che descrive un suo apparecchio, il quale va annesso al contatore dell'anemometro Robinson ed alla banderuola, ed è destinato a registrare la velocità e la direzione del vento. A tale scopo l'asse orizzontale del contatore dell'anemometro porta un eccentrico il quale, per effetto della rotazione dell'asse, solleva una slitta guidata fra due aste verticali. Quando l'asse ha compiuto un giro, la slitta cade e durante il movimento di discesa stabilisce un contatto e chiude il circuito di un elettrocalamita, la quale dà un segno sopra una striscia di carta. E così è evitato l'inconveniente di un contatto prolungato, che può verificarsi in altri apparecchi congeneri. Al di sopra di quella striscia si trovano altre quattro elettrocalamite destinate a registrare nel modo solito, ad intervalli di tempo opportuni, la direzione del vento. Esse sono in circuito coi quattro settori di un disco metallico disposto sotto la banderuola e tagliato in maniera che una rotellina, guidata dall'asse della banderuola stessa, possa appoggiare o sopra un solo settore o sopra due settori contigui. Un filo di ritorno comune ai circuiti delle quattro elettro-calamite contiene un contatto, il quale viene chiuso ad intervalli regolari dall'orologio che muove la striscia di carta, e fa passare la corrente di una pila attraverso a quella elettro-calamita o a quelle elettro-calamite, a cui corrisponde la direzione del vento in quel momento.

Dopo alcune osservazioni del Prof. Chistoni sulla necessità di determinare il coefficiente di riduzione dell'apparecchio Robinson, il Prof. Palazzo, direttore dell'Ufficio centrale di meteorologia e geodinamica, fa noto che si propone di mettere a Montemario un anemometro campione come quello di Kiew.

Il Prof. Mazzotto riferisce i risultati delle sue ricerche « *Sulla stagionatura magnetica del ferro a temperature inferiori a 100°* ». I campioni di ferro venivano prima ricotti al rosso vivo per portarli a condizioni magnetiche ben definite e poi « stagionati » mantenendoli per lungo tempo a temperatura costante; di quando in quando si raffreddavano per sottoporli alla determinazione del ciclo magnetico.

In precedenti esperienze (*N. Cimento,* Giugno 1902) l'A. avea studiato l' effetto della stagionatura a temperature di 360°, 180° e 100°: le nuove esperienze si riferiscono alle temperature di 80°, 62°, 46° ed alla temperatura ordinaria.

L'A. fa notare come le nuove esperienze abbiano uno speciale interesse pratico perchè si riferiscono a limiti di temperatura entro i quali si portano i nuclei delle dinamo e dei trasformatori durante il funzionamento, così che questi vanno soggetti a stagionature analoghe a quelle ora studiate.

Studiando l' effetto delle stagionature a temperature da 100° in sù, l'A. avea trovato che le costanti magnetiche subivano modificazioni tanto più profonde e più lente quanto più bassa, entro i detti limiti, era la temperatura di stagionatura, e che tali modificazioni consistevano principalmente in una diminuzione della suscettività ed in un aumento (fino del 200 %) del magnetismo residuo e della forza coercitiva. La diminuzione di suscettività era però diversa a seconda dell'intensità del campo; molto intensa (fino al 75 %) nei campi deboli (0,25 unità) andava regolarmente scemando coll' aumentare della intensità del campo fino a rendersi insensibile per campi d' intensità alquanto elevata (25 unità).

Ora l'A., colla scorta di numerosi diagrammi, dimostra che le stagionature da 100° alla temperatura ordinaria producono nelle costanti magnetiche delle modificazioni analoghe alle sopraindicate, benchè quantitativamente diverse, ma sempre molto accentuate.

Le variazioni massime le presenta il ferro Best; un po' minori di quelle del ferro Best sono le variazioni presentate dal ferro Svedese e minori ancora quelle dell' acciajo; quest' ultimo presentò inoltre la specialità che alla temperatura ordinaria la suscettività invece che diminuire aumentò un poco

(del 10 % per H = 5), mentre il magnetismo residuo restò sensibilmente costante.

Le conclusioni sono le seguenti:

I. La stagionatura a qualsiasi temperatura fra 360° e la temperatura ordinaria, diminuisce la suscettività ed aumenta il magnetismo residuo e la forza coercitiva.

II. Le diminuzioni di suscettività sono insensibili nei campi elevati, ma vanno accentuandosi al diminuire della intensità del campo, e crescono regolarmente di valore fino ai campi più deboli esperimentati (0,25 unità).

III. Gli aumenti di magnetismo residuo sono sensibilmente proporzionali ai rispettivi aumenti di forza coercitiva.

IV. Le dette variazioni presentano un massimo di intensità per la stagionatura a 100°, ma stanno poco al disotto del massimo quelle prodotte fra 60° e 100°.

V. La stagionatura alla temperatura ordinaria produce variazioni molto minori ma nello stesso senso (eccezione fatta per l'acciajo che aumenta un poco la sua suscettività) di quelle a temperatura elevata.

VI. La rapidità colla quale le dette variazioni si compiono, scema rapidamente col diminuire della temperatura di stagionatura, così che il raggiungimento dello stato finale, che si effettua in qualche ora a temperature elevate, esige circa 100 ore a 100° e qualche anno alla temperatura ordinaria.

L'A. termina coll'osservare, colla scorta di altri diagrammi, nei quali sono rappresentate le curve di suscettività (I/H) dei varii campioni prima e dopo la stagionatura, pel campo ascendente da 0 a 40 unità e discendente da 40 fino all'annullamento del magnetismo residuo, che tutte le dette variazioni prodotte dalla stagionatura, ma in particolar modo gli aumenti del magnetismo residuo e delle suscettività, hanno per effetto di allontanare il ramo ascendente dal ramo discendente della curva di suscettività, aumentando così l'area fra essi contenuta, il che dà ragione degli aumenti di perdita per isteresi constatati in pratica nelle macchine in servizio.

Il Prof. Grassi si congratula coll'A. per l'indirizzo dato alle sue ricerche che insieme all'interesse scientifico mirano ad un interesse pratico, essendo indispensabile allo studio delle

dinamo e dei trasformatori il conoscere le variazioni che possono subire le loro costanti magnetiche in causa del continuo riscaldamento cui vanno soggette mentre funzionano, riscaldamento compreso appunto entro i limiti delle attuali ricerche, e si augura che l' A., avendo già acquistata tanta pratica in simili determinazioni, le continui e le estenda, possibilmente anche a caldo, ai varii tipi di ferro ed acciajo usati dai costruttori di macchine elettriche industriali.

Il Prof. Battelli annuncia che studi più estesi sull' argomento furono ora intrapresi nel suo laboratorio; ma che i risultati tarderanno ad esser comunicati stante la lentezza colla quale i fenomeni studiati si manifestano.

La seduta si chiude colla descrizione fatta dal Prof. Battelli di un nuovo *nefoscopio* del Prof. Marangoni.

Terza seduta.

(7 Settembre, pomeriggio).

Alle ore 17 il Presidente apre la seduta e dà subito la parola al Prof. Cardani dell' Università di Parma, il quale accenna prima alle determinazioni necessarie per ottenere in modo diretto il valore del rapporto di Poisson ; poi passa in esame i lavori fatti secondo l' indirizzo della classica esperienza di Cagniard-Latour, e ne espone i principali inconvenienti. Le determinazioni con altri metodi portano a resultati così diversi fra loro da fare ancora dubitare se effettivamente esista o no un valore determinato del detto rapporto per le diverse sostanze. Egli perciò ha ripreso il metodo di Cagniard-Latour, cercando però di eliminare tutte le cause di errore. In queste esperienze egli ha adoperato fili metallici molto lunghi (oltre 23 metri) facendo in modo che il fenomeno elastico del filo avvenisse in un recipiente di capacità costante, ripieno di liquido, così che le indicazioni del liquido in un apposito tubo capillare corrispondessero esattamente alle variazioni di volume del filo. Descrive in seguito l' apparecchio, nel quale la trazione del filo avveniva per processi elettromagnetici, discute le cause probabili d' errore e le precauzioni prese per avere misure rigorose.

I resultati ai quali giunge, e che l'A. considera come preliminari, tendono a dimostrare la proporzionalità tra le variazioni di volume del filo e gli allungamenti: tuttavia sembra esistere anche qualche fenomeno elastico secondario, di cui intende occuparsi in seguito. Ma i resultati ottenuti con fili di rame di provenienze molto diverse sono così concordanti, da far ritenere che il rapporto di Poisson per ogni sostanza abbia veramente un valore costante.

Il Prof. Battelli riferisce sulle esperienze fatte quest'anno insieme al Dott. Magri sulle scariche oscillatorie. Continuando lo studio (di cui già pubblicò una prima parte) si rivolse alla soluzione del problema se i circuiti formati da sostanze magnetiche alterino il comportamento della scarica. Il problema fu diviso in due parti, quella in cui la scarica sia costretta a seguire il conduttore di sostanza magnetica, e quella in cui l'ambiente nel quale è immerso il circuito sia esso di sostanza magnetica.

Il primo studio venne fatto cogli apparecchi rotanti e fotografici già dagli A. usati nei loro studi precedenti, e si trovò che un conduttore magnetico dà alla scarica uno smorzamento molto maggiore di quello che essa abbia lungo un conduttore ordinario; e che il periodo d'oscillazione nel primo caso è in media del 4 % circa superiore che nel secondo. Questo aumento però, può dipendere sia dall'aumento dell'autoinduzione, sia (come è più probabile) da quello della resistenza del circuito.

Il secondo studio venne fatto con due metodi diversi: 1° usando i suddetti apparecchi rotanti e fotografici; 2° coll'uso di uno speciale tubo di Braun opportunamente costruito. Queste esperienze dimostrarono anzitutto che il ferro segue le variazioni del campo magnetico anche per scariche oscillanti di qualche milionesimo di secondo di periodo d'oscillazione, e, (cosa notevolissima), che il periodo della scarica va mano mano crescendo dal principio alla fine della scarica stessa. Tale variazione di periodo sembra dovuta ad una variazione di permeabilità magnetica.

Il Prof. Battelli termina mostrando una serie di fotografie di scariche oscillatorie a illustrazione e conferma delle sue deduzioni.

Il Prof. Ascoli della Scuola d'Applicazione degli Ingegneri di Roma comincia dal richiamare la prima memoria sul sistema di unità elettriche proposto dall' Ing. Giorgi e da questo letta in Roma l' Ottobre 1901 all' Assemblea dell'A. E. I. ricorda le osservazioni del Prof. Donati pubblicate insieme nel *Nuovo Cimento,* le nuove proposte dell' Ing. Giorgi e la Commissione nominata dal Prof. Grassi, Presidente di quell' Associazione, per istudiarle.

Rileva l' insufficienza delle tre grandezze fondamentali [C. G. S.] a definire completamente le grandezze elettriche.

Fondamento di tutti i sistemi sono le leggi di Coulomb e di Biot e Savart

$$f = a \frac{q^2}{r^2}, \quad f = b \frac{m^2}{r^2}, \quad f = c \frac{mi}{r}$$

a cui si aggiungono le relazioni

$$it = q, \quad W = qV, \quad iR = V, \quad CV = q$$

che servono di definizione alla corrente i, al potenziale V, alla resistenza R e alla capacità C. Sono dunque 7 equazioni fra le 9 quantità q, m, i, V, R, C, a, b, c: due di queste *debbono* dunque essere scelte ad arbitrio, cioè come fondamentali, oltre alle tre [C. G. S.], che definiscono la forza f, il lavoro W e il tempo t. Nel sistema elettro-statico sono scelte c ed a, nell' elettro-magnetico c e b; in quello del Giorgi c ed i; e restano invece definite le costanti a e b (elettrica e magnetica dell' etere). Viene così tolta di mezzo la coesistenza di due sistemi incompatibili come l' elettrostatico e l' elettromagnetico.

Questa duplicità non è il solo inconveniente dei sistemi attuali. L' inopportunità della scelta delle unità C. G. S. è dimostrata dalla necessità dell' introduzione del sistema *pratico,* il quale può ancora considerarsi come assoluto, purchè si scelgano delle unità fondamentali assai stravaganti (10^9 c. 10^{-11} g). Ma il sistema pratico non è adottato nemmeno in tutti i casi: per le grandezze magnetiche sopravvive il [C. G. S.]. Tale molteplicità di sistemi è sufficiente a mostrare quanto si

sia lontani dalla perfezione e quanto sia necessaria una riforma.

L' Ing. Giorgi si propose di togliere di mezzo questi inconvenienti, pur lasciando inalterate tutte le unità elettriche pratiche oggi usate: e fu così condotto a scegliere come unità fondamentali il *metro* e il *chilogrammo*, collegando direttamente le unità elettriche coi campioni di lunghezza e di massa realmente esistenti.

Questa scelta non può dunque incontrare alcuna obiezione da parte dei pratici, che senza cambiare unità, troverebbero una notevole semplificazione nei calcoli. I teorici poi non potrebbero opporre che ragioni storiche: l' abbandono del sistema [C. G. S.] cui la B. A. è legata da affetto materno; la rinuncia alla definizione teorica delle unità elettriche dopo tanti studi lunghi, faticosi, memorabili. Questa fatica non andrebbe però perduta; essa servirebbe invece, come nota il Giorgi, allo studio delle proprietà dell' etere (determinazione di a e b). Nello stesso modo, dopo che il metro campione fu scelto come unità arbitraria, le operazioni grandiose necessarie alla determinazione del campione teorico diventano altrettante misure del meridiano terrestre.

Alle esposte ragioni, che consigliano di accogliere il sistema Giorgi, si aggiunge la così detta razionalizzazione, avente per risultato di togliere il fattore 4π, che si presenta così spesso nelle formule, e di introdurre definizioni più conformi alle moderne teorie. Su questo solo punto si era concentrata l' attenzione dei fisici inglesi, che proposero di riformare le misure elettriche. Ma tale considerazione, che non pare la più importante, non corregge alcuno dei difetti notati. Invece il sistema Giorgi è completo sotto tutti i punti di vista ed è quindi utile che si procuri di farlo conoscere ed accettare.

Il Prof. Grassi riassume il processo seguito nello studio di questo nuovo sistema, ne raccomanda l' adozione, e propone che se ne interessi anche la Società, come fece la S. E. I.

Infine l' Ing. Giorgi dà alcuni schiarimenti sulla razionalizzazione del sistema *metro, chilogrammo, secondo,* ed espone il nuovo sistema.

Quarta seduta.

(8 Settembre, mattina).

Aperta la seduta a ore 9, il Presidente dà subito la parola al Prof. Majorana, per una sua comunicazione su alcuni nuovi fenomeni magneto-ottici. Egli, guidato dall' idea di ricercare un fenomeno magnetico, analogo alla birifrangenza elettrica scoperta dal Dott. Kerr nel 1875, è arrivato alla constatazione di tre ordini di fenomeni nuovi:

1° *Birifrangenza magnetica.* — Dopo aver richiamato ed eseguite esperienze di birifrangenza già note, si propone di mostrare fenomeni analoghi pel caso in cui un campo magnetico agisce sopra speciali sostanze magnetiche: e vi riesce completamente col *ferro dializzato*, che sotto l' azione del campo magnetico, diventa fortemente birifrangente: alla chiusura del circuito che genera il campo magnetico si vede nettamente ricomparire la luce, la quale prima non passava, non essendo birifrangente il ferro dializzato quando è fuori del campo.

2° *Dicroismo magnetico.* — Il ferro dializzato, quando vien posto nel campo magnetico diviene pure fortemente dicroico; vale a dire che la luce resta diversamente assorbita dal liquido, a seconda che le sue vibrazioni siano in un piano piuttosto che in un altro. Da questa esperienza, che pure viene riprodotta perfettamente, il Majorana conclude che il piano di polarizzazione della luce deve essere normale al piano di vibrazione.

3° *Rotazioni bimagnetiche.* — Quando la luce, costituita da sole vibrazioni in un piano, attraversa alcune speciali soluzioni poste in un campo magnetico, normalmente al campo, se quel piano è inclinato sulle linee di forza, essa esce dal liquido con una lieve rotazione. L'A. ha pure dimostrato che il fenomeno della birifrangenza magnetica è rapidissimo od assolutamente istantaneo. Mediante la scarica d' una bottiglia di Leyda, egli è riuscito a rendere birifrangente una soluzione di ferro colloidale; e ciò dimostra che basta la durata della scintilla per fare avvenire il fenomeno. Questo fatto lega stret-

tamente il fenomeno Majorana con gli altri elettro-ottici già conosciuti.

La scoperta di questo interessante fenomeno ha fatto nascere nel Prof. Sella il desiderio di ricercare un fenomeno reciproco a quello della birifrangenza. Secondo le teorie del Prof. Voigt di Gottinga, una volta constatato il fenomeno Majorana in una data sostanza, se questa reciprocamente è traversata da un fascio di luce senza essere posta in un campo magnetico, la sua permeabilità magnetica deve restare mutata lungo il percorso del raggio. Accurate esperienze del Sella non hanno dato resultati positivi in proposito, ed egli ha voluto farne parola, per incitare i colleghi a studiare il fenomeno, che sarebbe d'importanza notevole, tra i molti di reciprocità magneto-ottica.

Il Presidente Prof. Righi riferisce sopra un suo recente studio intorno a certi fenomeni sonori prodotti coi condensatori elettrici. La relativa memoria è in corso di stampa nei *Rendiconti della R. Accademia di Bologna*, ma un cenno delle sue esperienze comunicò già alla R. Accademia dei Lincei.

Avuta cognizione dell'esperienza di Duddel detta dell'*arco fischiante*, pensò che fenomeni analoghi potevano ottenersi forse, sostituendo alla lampada ad arco un tubo di Geissler, oppure una fiamma. Eseguita l'esperienza, ottenne subito i suoni previsti, ma si accorse bentosto che nella nuova esperienza i fenomeni avevano una causa differente da quella supposta. Fu soltanto coll'introdurre nei circuiti dei rocchetti aventi una grande induttanza che riuscì ad avvicinare il fenomeno a quello di Duddel.

Il Prof. Righi distingue dunque nella sua disposizione sperimentale due casi estremi: quello nel quale è minima l'induttanza dei circuiti, e quello in cui è assai grande. Nel primo caso si ha il fenomeno nuovo, nel secondo un fenomeno analogo a quello di Duddel. Dà la teoria del primo fenomeno, partendo dalle equazioni generali delle correnti variabili, e constata l'accordo di essa coi resultati sperimentali. Descrive poi la forma dei tubi più adatti, da lui stesso costruiti, e s'intrattiene sulla spiegazione della produzione diretta del suono dalle armature del condensatore.

Fra i due casi estremi, quello cioè del fenomeno Righi e quello del fenomeno Duddel, deve esistere una graduazione continua, giacchè si deve passare dal primo al secondo aumentando l'autoinduzione. Ora i due fenomeni estremi obbediscono a leggi affatto diverse, e la teoria generale che comprenderebbe tutti riescirebbe di tale complicazione, da sfidare l'acume dei matematici. L'esperienza però ha dato risultati singolarissimi ed inaspettati.

Nel caso del fenomeno Righi l'altezza del suono dipende dalla f. e. della batteria, dalla resistenza del circuito e dalla capacità del condensatore. Nel caso Duddel invece dipende dalle costanti del circuito del condensatore. Nei casi intermedi dipende, come è naturale, da tutte queste circostanze; ma si notano fenomeni curiosi ed interessanti difficili da spiegare.

Così, p. es., se si varia gradualmente o la resistenza, o l'induttanza, o la capacità, invece d'ottenere una variazione graduale del suono, si ode un suono, che varia bensì d'altezza, ma con successive brusche variazioni, così che certi suoni è impossibile ottenerli. Introducendo una massa di ferro, con moto uniforme, nel rocchetto inserito nel circuito del condensatore, il suono da questo prodotto (che si ode bene in tutta la vasta sala) varia d'altezza a salti improvvisi, di guisa che si ottiene una serie di note formanti una melodia di strano effetto. In altre circostanze il condensatore produce dei veri *trilli*, cioè delle regolari alternative più o meno rapide di due note musicali diverse.

Questi ed altri fenomeni produce il Prof. Righi, mediante i suoi apparecchi recati da Bologna, e tutti sono così in grado di verificare questi interessanti fenomeni. Infine presenta dei disegni rappresentanti le curve, osservate coll'usuale tubo di Braun, le quali, mentre verificano la teoria nel caso del fenomeno Righi, mostrano la maniera complicata e bizzarra con cui varia la corrente di scarica nei casi i più complicati, dei quali ha intrattenuto per ultimo l'attentissimo uditorio.

Il Prof. Vicentini richiama una sua esperienza del 1896, nella quale ottiene pure una discontinuità nell'altezza di un suono; ma si tratta d'un fenomeno d'indole affatto diversa,

ad ottenere il quale occorre, secondo il Vicentini, il trasformatore di Tesla.

Il Prof. Battelli osserva però che l'esperienza del Vicentini può eseguirsi anche senza il trasformatore.

Il Prof. Ascoli ricorda alcune sue esperienze sul fenomeno Duddel, eseguite col metodo stroboscopico, e di cui un cenno è nei *Rendiconti dei Lincei.* Egli faceva uso di un disco rotante diviso in settori alternativamente bianchi e neri, e il luminato dall' arco. Se la luce oscilla con un periodo uguale al tempo necessario perchè un settore bianco si sostituisca al successivo, il disco appare fermo coi suoi settori distinti, mentre variandone la velocità, esso appare uniformemente grigio. Ora, se in presenza dell' arco cantante si gira il disco aumentandone a poco a poco la velocità, si trova che il disco appare fermo per due velocità distinte assai diverse l' una dall'altra. Ciò dimostra l' esistenza nell' arco di due oscillazioni ben distinte di periodo diverso. La più bassa dipende essenzialmente dalle condizioni dell' arco (corrente, potenziale ec.); la più alta sembra invece corrispondere alle costanti del circuito derivato, la sola notata dal Duddel. Termina col dire che i diagrammi ottenuti dal Prof. Righi col tubo Braun si accordano coi suoi risultati.

Ha la parola infine il Prof. Bartorelli, il quale rende conto dei resultati ottenuti studiando l' arco elettrico a corrente continua. Se si parte dall' ipotesi che questo sia paragonabile ad un voltametro, l'A. (col metodo da lui usato per studiare i voltametri ed esposto nei precedenti congressi) dimostra in modo rigoroso che si giunge a un resultato fisicamente inaccettabile. Ne conclude naturalmente che la premessa è inammissibile, che la formula ordinaria di Ohm non è atta a rappresentare il fenomeno, e che una legge che lo rappresenti in modo completo è ancora da trovarsi.

Il Prof. Bartorelli termina con alcune considerazioni critiche sulle esperienze fatte finora per stabilire l' esistenza o no di una forza contro-elettromotrice nell' arco elettrico a corrente continua.

Quinta seduta.

(8 Settembre, pomeriggio).

Alle ore 15 il Presidente dà la parola al Segretario Prof. Battelli, il quale in assenza del cassiere Prof. Stefanini, presenta il seguente resoconto:

Per la Società Italiana di Fisica.

Resto di cassa	L.	2043,18
Quote esatte dal 25 Settembre 1901 al 5 Settembre 1902	»	510,00
Totale attivo . .	L.	2553,18
Spese	»	113,34
Fondo disponibile	L.	2439,84

Per le Sesse.

Resto di cassa al 25 Settembre 1901	L.	974,60
Riscossioni	»	100,00
Totale attivo . . .	L.	1074,60
Spese	»	613,15
Fondo disponibile.	L.	461,45

Per il Nuovo Cimento.

Importare di 300 abbonamenti a quote varie, e sussidio ministeriale	L.	5426,11
Somma dovuta allo stampatore e spese diverse .	»	4625,13
Rimanenza attiva .	L.	800,98

La relazione è approvata.

Viene data lettura di una lettera, nella quale il Prof. Salvadori Roberto lamenta di non vedere sempre riprodotti con sollecitudine nel *Nuovo Cimento* i sunti dei giornali stranieri. Risponde il Prof. Battelli che ciò dipende dal poco spazio disponibile nel periodico; e che si fa e si farà il possibile per attenuare questo inconveniente.

Indi il Presidente ricorda che nella V adunanza del Congresso di Como (23 Settembre 1899) alcuni soci fecero delle proposte sulla nomina di soci onorari stranieri. La questione rimandata allora alle prossime riunioni, non fu più trattata. Si apre una breve discussione, alla quale prendono parte i Prof. Ascoli, Grassi e Cirri, sulla limitazione da darsi a queste nomine. Infine il Presidente propone di rimandare la risoluzione all' anno venturo: e giacchè sono presenti due degli antichi proponenti, i soci Majorana e Cirri, viene dato incarico a questi di presentare al prossimo Congresso una proposta concreta in proposito.

Il Prof. Cardani inizia quindi la discussione sull' insegnamento della fisica nelle Università. Si compiace delle parole del Ministro, riconosce il momento favorevole alle invocate modificazioni. Rileva che non basta rendere biennale il corso, se questo non viene diviso per le diverse facoltà. Esprimono in proposito le loro idee anche i Prof. Battelli, Righi e Vicentini, idee che vengono riassunte nel seguente ordine del giorno, che viene approvato all' unanimità:

« La *Società Italiana di Fisica* considerando che l' inse-
« gnamento di fisica, da impartire nelle Università agli allievi
« di Scienze fisico-matematiche ha indirizzo assolutamente di-
« verso da quello da impartire agli allievi di Scienze biologi-
« che, e quindi assolutamente diversi i mezzi e i metodi nei
« due casi; considerando per altra parte che gli studenti di
« farmacia e veterinaria non possono essere aggregati nè a
« quelli di Scienze fisico-matematiche, nè a quelli di Scienze
« biologiche, sia per la loro minore preparazione, sia per la
« durata soltanto annuale del loro corso:

« Fa voti che l' insegnamento della fisica nelle Università
« venga dato in tre corsi distinti:

« il 1° biennale per gli studenti di Scienze fisico-matematiche
« il 2° » » » » biologiche
« il 3° annuale » » farmacia e veterinaria

« e fa voti che quest' ultimo corso possa essere impartito da
« un libero docente o da un assistente sotto la responsabilità
« del Professore ».

Il Prof. Volta richiama l'attenzione dei Congressisti sulle presenti condizioni degli insegnanti Scienze nelle scuole secondarie in generale e di quelli di fisica nei Licei in particolare: questi si trovano considerati come a un livello inferiore rispetto agli altri; e ciò per la impropria distinzione che si fa dei due gruppi letterario e scientifico; la qual distinzione si accentua perfino colla diversa misura di retribuzione per l'insegnamento nelle classi aggiunte e colla esclusione dei professori del gruppo scientifico dai concorsi per le presidenze e per le cariche presso la Direzione centrale della P. I. Il Professor Volta osserva inoltre che, a quanto si dice e si arguisce dalle stesse dichiarazioni di S. E., queste condizioni si troverebbero peggiorate per una ancor maggiore limitazione da introdursi nell' insegnamento scientifico, che dovrebbe essere quasi completamente riserbato all'Istruzione superiore e a quella professionale. Conclude col far voti perchè tanta jattura pei giovani che si dedicano all' insegnamento della scienza del Galileo e del Volta, e che per tal modo vedrebbero dileguare tutte le speranze di una possibile carriera, venga scongiurata dal voto e dall' opera della Società, e dai buoni uffici degli autorevoli Colleghi, che assistono l' opera del Governo.

Propone intanto, come di maggiore urgenza, il seguente ordine del giorno, approvato ad unanimità:

« La S. I. di Fisica considerata la necessità dell' uguaglianza di condizioni materiali e morali fra gli insegnanti di
« uno stesso istituto secondario,

« Fa voti che venga abrogata la disposizione ministeriale
« che esclude gli insegnanti di Fisica dai concorsi alle Presi-
« denze dei Licei e alle altre cariche disciplinari, come ogni
« altra che stabilisca differenze di trattamento a loro danno ».

A proposito della comunicazione colla quale si chiuse la 3ª seduta, viene pure presentato e approvato ad unanimità il seguente ordine del giorno:

« La S. I. di Fisica, avendo seguito con molto interesse
« le proposte fatte dall' Ing. Giorgi di riformare i sistemi di
« misure attualmente in uso,

« riconoscendo l' opportunità di prendere in considerazione tali proposte,

« presa conoscenza dell' iniziativa dell'A. E. I., la quale « ha già sottoposto la questione allo studio di una speciale « Commissione, composta dei Professori Ascoli, Donati, Grassi, Lombardi e Ròiti,

« tenuto presente che i membri di tale Commissione ap- « partengono tutti anche alla Società di Fisica,

« delibera di dare incarico alla stessa Commissione di pro- « cedere in questo studio anche in rappresentanza della So- « cietà di Fisica ».

Come sede del Congresso per l' anno venturo il Prof. Cardani propone una città meridionale, lasciandone la scelta al Consiglio di Presidenza. Tale proposta è subito approvata, e a tale proposito il Prof. Grassi ricorda il desiderio altre volte espresso che la Società di Fisica tenga possibilmente i suoi Congressi nella medesima città e nei medesimi giorni che l'Associazione Elettrotecnica, la quale l' anno prossimo si riunirà a Napoli.

Si procede quindi alla parziale rinnovazione delle cariche imposta dallo Statuto sociale.

A Direttore del *Nuovo Cimento*, in sostituzione del defunto Prof. Felici, viene eletto il Prof. Ròiti con 29 voti su 31 votanti.

Presidente della Società risulta eletto il Prof. Battelli con 18 voti; Vice-Presidente il Prof. Cardani con 19 voti; Segretario il Prof. Lussana con 22 voti.

In luogo dei Consiglieri Bonacini, Cardani e Sella, che scadono per anzianità, vengono eletti i Prof. Majorana, Vicentini e Volta rispettivamente con voti 20, 23 e 21.

È quindi confermato Cassiere per acclamazione il Prof. Stefanini, ed eletto Bibliotecario il Dott. Cassuto.

Dopo un vivo applauso al Presidente Prof. Righi, l'Assemblea vota vivi ringraziamenti alla Presidenza dell' Ateneo e alla città di Brescia. Quindi il Prof. Righi dichiara chiuso il sesto Congresso della *Società Italiana di Fisica*.

Il Presidente
AUGUSTO RIGHI

I Segretari
ORESTE CIRRI
ARCHIMEDE GANDOLFI

Ha fatto adesione alla Società il signor

Jona Ing. Emanuele Milano

Continuazione della Nota pubblicata a pagina CLXXV.

Hanno pagato la quota del 1902 i Soci:

Blaserna Pietro
Bonacini Carlo
Burzagli Vincenzo
Campetti Adolfo
Cancani Adolfo
Fontana Ariodante
Gandolfi Archimede
Grimaldi G. Pietro
Lori Ferdinando
Lussana Silvio
Maiorana Quirino
Pochettino Alfredo
Sella Alfonso

Hanno pagato la quota pel 1903 e 1904 i Soci:

Blaserna Pietro
Pochettino Alfredo
Sella Alfonso

PROPRIETÀ TERMICHE DEI SOLIDI E DEI LIQUIDI.

Ricerche sperimentali del Prof. S. LUSSANA.

Parte I.

Mentre numerosissime sono le ricerche che tendono a stabilire le isoterme per i fluidi, specialmente in vicinanza alla temperatura di liquefazione, solo il Barus studiò la naftalina fra 63° e 130° e fra una e 1900 atmosfere [1]) includendo nelle sue ricerche un intervallo nel quale la sostanza studiata si mantiene solida, e per ciò seguì il metodo dilatometrico adattando alle esigenze delle sue ricerche il processo del Kopp. Infatti dopo aver riempito con naftalina lo spazio compreso fra il cannello interno ed il bulbo del dilatometro (vedi fig. 8 Tav. IV), introdusse sul fondo del mercurio e lungo il cannello una soluzione di solfato di zinco. Misurò la variazione della lunghezza della colonna di solfato di zinco a partire da un punto determinato quando variava la temperatura e la pressione, e ne dedusse la variazione del volume della naftalina contenuta nel dilatometro. Per misurare la lunghezza della colonna di solfato di zinco, il Barus si fondò sulla resistenza elettrica di detta colonna compresa fra il mercurio ed un elettrodo di zinco fissato all' estremità superiore del cannello.

L' importanza che ha nella termodinamica la cognizione esatta dell' isoterme per una certa estensione prima e dopo la temperatura di fusione, mi indusse ad affrontare le notevoli difficoltà che si incontrano in questo genere di ricerche, ed a rendere noti i risultati fino ad ora ottenuti; e ciò ad onta che durante il corso delle mie ricerche sieno stati pubblicati dal Tammann parecchi notevoli lavori [2]) nei quali viene studiata

1) C. Barus. The continuity of solid and liquid (Sill. Journ. (3), 41, 325-326; 42, 125-128, 1891). The volume thermodynamics of liquids (Bull. U. S. Geol. Survey, 1892, N. 96. 1-97).

2) G. Tammann. Ueber die Grenzen des festen Zustandes (Wied. Ann. 62, 280, 1897; 66, 473, 1898; 68, 553 e 629, 1899; Drudes Ann., 2, 1, 1900; 3, 161, 1900).

diffusamente la temperatura di fusione, il calore di fusione e la variazione di volume all' atto della fusione per pressioni che vanno da uno fino a 4000 kg. per cmq. Quest' ultimo elemento in particolare il Tammann lo determinò stabilendo la comunicazione fra un manometro, un corpo di pompa entro cui si muoveva *a tenuta* uno stantuffo esattamente calibro ed un cilindro cavo contenente la sostanza da studiarsi. Lo spostamento che subiva lo stantuffo nell' atto della fusione sotto una data pressione mentre la temperatura rimaneva costante, dava la misura della variazione di volume richiesta.

Il metodo da me seguito nelle presenti ricerche fu il metodo dilatometrico e, per quanto mi sembra, le misure vennero eseguite in condizioni tali da non lasciare alcun dubbio sull' esattezza dei risultati ottenuti. L' apparecchio completo, nella forma assunta dopo molti tentativi fatti specialmente per assicurare la tenuta e la resistenza, viene rappresentato nel suo complesso dalla fig. 1, Tav. II dove A è un rubinetto a punta, B un manometro ad acqua, C un compressore e D il dilatometro.

Misura della pressione.

Il manometro di cui mi sono servito consiste, come si vede dalla figura, di un piezometro in vetro col bulbo terminato a forma di bicchierino e fornito di un filo di platino del diametro di mm. 0,03 l' una estremità del quale sbocca sul fondo del bicchierino e l' altra è saldata all' imboccatura del cannello.

Questo piezometro venne riempito con acqua distillata e bollita e quindi capovolto in modo che l' estremità aperta del cannello pescasse nel mercurio posto sul fondo del recipiente B in ferro omogeneo. La chiusura di questo recipiente nella prima serie di esperienze la ottenni con un pezzo in ferro *b* elettricamente isolato e munito di una punta che va a pescare nel bicchierino superiore del piezometro, in seguito come lo indica la fig. 2, Tav. IV, dove *c* ed *e* sono due coni metallici, *d* uno d' ebanite ed *f* il dado che preme *e* contro lo spigolo acuto stabilendo la chiusura. Un disco metallico *h* con foro

centrale appena sufficiente per dare passaggio al conduttore g, impedisce al cono di ebanite di essere spinto fuori dalla pressione.

Questo manometro semplicissimo è di un uso molto facile e riesce estremamente esatto. Ecco come io ho proceduto per graduarlo. Incominciai dall' incidere con acido fluoridrico un segno sul cannello e quindi attaccai allo stesso una striscia di carta millimetrata. Determinai quindi la capacità del bulbo e calibrai il cannello, come pure misurai la resistenza offerta dal filo di platino teso lungo il piezometro quando porzioni diverse del cannello erano riempite con mercurio. Mi fu facile allora costruire una tabella nella quale di fronte alla resistenza offerta dal filo di platino a partire dal bicchierino superiore fino a punti diversi del cannello, stavano segnate le capacità corrispondenti del piezometro. D' altra parte conoscendo il volume dell' acqua introdotta, calcolai, in base ai risultati dell'Amagat, il volume che quest' acqua veniva ad occupare alle diverse pressioni, ottenendo dei numeri che paragonati a quelli contenuti nella tabella suddetta, mi servirono a fissare a quale pressione doveva venire assoggettato il manometro perchè il mercurio salisse nel cannello ad una altezza tale da ridurre la resistenza elettrica del filo di platino ad un determinato valore. È inutile osservare che in tutti questi calcoli mi ridussi costantemente alla stessa temperatura, e che di più dovetti tener conto tanto della compressibilità del vetro come pure della variazione della resistenza del filo di platino colla pressione [1]).

Onde poi facilitare il calcolo esatto delle pressioni esercitate nelle singole esperienze, costrussi le curve rappresentanti le pressioni in funzione della resistenza per le varie tempera-

1) Per il coefficiente di compressibilità del vetro utilizzai i risultati ottenuti dall'Amagat ritenendo che esso vari da $225{,}0 \times 10^{-8}$ a $222{,}9 \times 10^{-8}$ fra una e 2000 atmosfere, e che per di più questo coefficiente aumenti di circa il 3 % per ogni 100°. In quanto alle variazioni della resistenza del filo di platino da me usato con la temperatura e con la pressione, le studiai direttamente. Mi risultò pertanto che il coefficiente di temperatura era $211{,}6 \times 10^{-5}$ e che il coefficiente di pressione era di $39{,}4 \times 10^{-7}$ fra una e 100 atmosfere alla temperatura di 27° con una diminuzione dell' 1,46 % per ogni 100 atmosfere; aumentando la temperatura questo coefficiente diminuisce alquanto, di modo che a 117° per es. si riduce a $29{,}8 \times 10^{-7}$ fra una e 100 atmosfere con una diminuzione del 2,46 % per ogni 100 atmosfere.

ture alle quali l'Amagat studiò la compressibilità dell'acqua. Se la temperatura d'osservazione non coincideva con una di quelle dell'Amagat, ciò che fu come ben si comprende pressochè sempre il caso, io rilevai dalle curve suddette la pressione che corrispondeva alla resistenza misurata per le due temperature più vicine a quella d'osservazione, e quindi calcolai per interpolazione il valore che la pressione stessa veniva ad assumere a questa temperatura.

È da notarsi che questo stesso strumento può servire, come è facile persuadersene, anche da termometro, purchè esso venga riempito con acqua o con qualunque altro liquido di cui si conosca la legge di compressibilità a varie temperature, e venga per di più accoppiato ad un altro manometro che dia la pressione a cui viene assoggettato.

Ne viene che se in B si trovasse la sostanza assoggettata all'esperienze, se ne potrebbe determinare con esattezza la temperatura; così questo metodo potrebbe servire per es. a misurare con tutto rigore la quantità di calore posta in giuoco da una variazione adiabatica di volume in un liquido di cui sian note le leggi della compressibilità e dilatabilità.

Il manometro da me usato conteneva gr. 15,3746 di acqua; la resistenza totale del filo di platino a 0° e sotto la pressione di una atmosfera era di 148,69 ohm, ed il cannello misurava un diametro interno di circa mm. 2,4. La sensibilità del manometro riusciva notevole; tanto che a 10° per es. di temperatura si aveva che mentre la resistenza variava da 151,39 a 65,55 la pressione saliva da 1 a 3000 atmosfere, con una variazione media di meno che 35 atmosfere di pressione per ogni unità di resistenza. Egli è bensì vero che alle pressioni più elevate la resistenza varia meno rapidamente della pressione, ma se si tiene conto del fatto che con l'aumentare della pressione la lunghezza del filo di platino che rimane scoperta diminuisce e quindi la misura della resistenza da esso offerta è capace di far apprezzare variazioni sempre più piccole nella sua lunghezza, è facile conchiudere che la pressione con questo manometro viene misurata con un errore massimo di ± 2 atmosfere anche se la pressione sale fino a 3000 atmosfere. Nè la sensibilità di questo manometro varia

molto con la temperatura; tantochè la variazione per unità di resistenza nell' intervallo da una a 3000 atmosfere raggiunge appena le 36 atmosfere quando la temperatura sale a 29°.

Dirò infine che la misura della resistenza, la eseguii col metodo del ponte di Wheatstone e feci uso di un buon galvanometro Thomson. La sensibilità era tale da permettere, anche per resistenze abbastanza grandi, di garantire i $\frac{5}{100}$ di ohm.

Produzione della pressione.

La pressione la ottenni fino verso le 1000 atmosfere con un torchio del Cailletet applicato prima del rubinetto A, quindi chiusi questo rubinetto ed applicai il torchio al compressore C che trasmette al cilindro superiore aumentata nel rapporto da 1 a 70 circa la pressione che si esercita direttamente nei tre cilindri inferiori.

Non starò a descrivere nei suoi più minuti particolari questo compressore, tanto più che risultano abbastanza chiari dalla qui unita figura (Tav. III, fig. 3); dirò solo che esso consiste di tre corpi di pompa d' acciaio del diametro interno di mm. 74 montati su un serbatoio comune in ghisa. I tre stantuffi di questi corpi di pompa sono collegati fra di loro da una grossa lastra triangolare di ferro dal centro della quale si erge verticalmente lo stantuffo del cilindro superiore il cui diametro è di mm. 15. Questo cilindro è portato da una robusta lastra triangolare di ferro solidamente congiunto alla base mediante tre colonne di ferro e comunica direttamente con tutto l' apparecchio al quale trasmette la pressione. La corsa utilizzabile nel sistema dei tre stantuffi è di circa cm. 18 e permette nel caso mio di aumentare la pressione da 1000 atmosfere fino a 5000 almeno.

Il compressore ora descritto può servire anche come regolatore della pressione quando questa per una ragione qualunque venga a variare negli apparecchi mentre la natura delle ricerche richieda di doverla mantenere costante. A tale scopo basta completarlo come lo mostra la fig. 3. In questo caso la pressione nei tre cilindri inferiori viene esercitata da

una colonna di mercurio la cui altezza si può variare a volontà per ciò che il mercurio è contenuto in un serbatoio di ferro portato da un carretto scorrevole lungo due guide verticali: un adatto tubo di gomma congiunge il fondo del vaso di ferro con l'imboccatura del blocco di ghisa che forma la base del compressore. Una volta portato il serbatoio che contiene il mercurio all'altezza voluta, se la pressione nell'interno dell'apparecchio aumenta o diminuisce, evidentemente lo stantuffo del cilindro superiore si abbassa o si innalza tendendo ad equilibrare le variazioni di pressione; siccome però la differenza di livello del mercurio verrebbe a variare, così la pressione non si potrebbe mai mantenere a stretto rigore costante. Egli è per ovviare a questo inconveniente che alla lastra di ferro triangolare che unisce i tre stantuffi inferiori si trovano applicate tre colonnine che portano un triangolo di ferro al quale è unito un argano. Un filo di acciaio si stacca da questo argano, si avvolge su una prima carrucola fissata al soffitto della stanza al di sopra del compressore, quindi su un'altra fissata pure al soffitto fra le due guide lungo le quali scorre il carretto che porta il vaso con mercurio e termina attaccato ad un gancio al quale sta unito un cilindro di legno scavato e riempito con piombo; questo cilindro la cui sezione è eguale alla somma delle sezioni dei tre cilindri del compressore, pesca nel mercurio contenuto nel vaso, e perchè possa in esso sommergersi venne sovraccaricato con pesi di piombo. Quando pertanto si vuole produrre e mantenere una data pressione, si incomincia con l'argano a portare il cilindro di legno all'altezza voluta, quindi si solleva il vaso con mercurio alla stessa altezza in modo che detto cilindro si immerga nel mercurio. Se pertanto in tali condizioni la pressione nell'apparecchio aumenta per es., allora lo stantuffo di piccola sezione viene respinto fuori dal corpo di pompa e quindi si abbassano i tre stantuffi maggiori di altrettanto, scacciando del mercurio nel serbatoio: contemporaneamente però anche il cilindro di legno collegato mediante il filo di acciaio al sistema dei quattro stantuffi del compressore si solleva facendo sì che la differenza di livello del mercurio rimanga invariata. I movimenti inversi hanno luogo se la pressione tende a di-

minuire. Sotto questa forma dunque il compressore funziona anche da *regolatore della pressione*.

Il liquido da me usato per esercitare e trasmettere la pressione era olio d' olivo comune misto a poco petrolio per renderlo scorrevole.

Dilatometro.

Il dilatometro che usai nella prima serie di ricerche aveva la forma che si rileva facilmente dalla fig. 1. Esso era in ferro omogeneo; la capacità del bulbo *a* era di circa 100 cmc. ed il diametro del foro praticato lungo la canna *b* di mm. 6; la lunghezza utilizzabile di quest' ultima era di cm. 60 circa. Lungo l' asse di questa canna stava teso un filo di platino *c* di mm. 0,03 di diametro fissato superiormente ad un bicchierino di ebanite *d* che veniva riempito con mercurio, ed inferiormente alla massa metallica. Un pezzo di ferro *e* elettricamente isolato portava un filo di rame che pescava nel bicchierino *d* e formava uno dei nodi del ponte che serviva a misurare la resistenza elettrica del filo di platino mentre un secondo nodo era fornito dalla massa metallica. Il dilatometro fu accuratamente calibrato con un processo eguale a quello indicato per il manometro. Un manicotto di zinco *ff* nel quale si manteneva una circolazione d' acqua circondava il cannello del dilatometro e lo manteneva ad una temperatura ben determinata, mentre il bulbo del dilatometro poteva essere riscaldato a volontà mediante un bagno ad olio nel quale stava immerso.

Questo dilatometro mi servì in una prima serie di ricerche sul fosforo. Per usarlo incominciai dapprima a riempirne il bulbo con mercurio, facendolo bollire onde allontanare ogni traccia d' aria e quindi misurai per varie temperature e pressioni la posizione occupata dall' estremità della colonna di mercurio nel cannello. In seguito introdussi nel bulbo un sistema di due provette di cui l' interna *g* aveva la bocca rivolta verso l' alto e conteneva fosforo ed acqua e l' esterna *h* colla bocca rivolta verso il basso conteneva acqua e mercurio; questo sistema dal quale per ebollizione allontanai

con cura ogni traccia d'aria e di cui determinai scrupolosamente il peso di ogni parte (vetro, acqua e fosforo), lo tenni sommerso nel mercurio contenuto nel dilatometro mediante un disco di ferro i munito di varii fori ed avvitato, come si vede nella figura, nell'interno del bulbo del dilatometro. Rinchiuso infine il dilatometro eseguii una nuova serie di misure a pressioni e temperature svariate deducendo, come ora vedremo, dall'insieme delle prime e seconde misure il volume occupato ogni volta dal fosforo.

Diversi termometri servivano a dare la temperatura a cui si trovavano rispettivamente il bulbo del dilatometro, il cannello ed il manometro; mentre le fiamme del fornello venivano regolate in modo che la temperatura si conservasse costante durante tutta una serie di misure costituita da tutte quelle eseguite alla stessa temperatura ed a pressioni variate sia in senso ascendente che discendente. Ogni misura infine che consisteva nella determinazione delle resistenze del filo del manometro e del dilatometro e nella lettura dei diversi termometri, veniva eseguita ad una distanza di circa un quarto d'ora dal momento in cui era stata variata la pressione, in modo da essere sicuri che fosse ormai scomparsa ogni alterazione avvenuta nella temperatura.

Per il calcolo della variazione di volume del fosforo sia per effetto della temperatura che della pressione occorre accoppiare due misure eseguite alla stessa pressione ed alla stessa temperatura mentre nel dilatometro si trova solo mercurio, oppure mercurio col fosforo ed acqua; e ciò per eliminare il coefficiente di compressibilità del ferro di cui è formato il dilatometro.

Il calcolo pertanto si fa nel modo seguente: Sia

V il volume del bulbo a 0°,

T la temperatura del bulbo,

x il coefficiente medio di compressibilità del ferro alla temperatura T,

k il coefficiente medio di dilatazione del ferro alla pressione atmosferica,

v il volume, misurato a 0° e sotto la pressione di una

atmosfera della porzione del cannello occupata dal mercurio quando la pressione è di P atmosfere,

α_1 il coefficiente medio di dilatazione del mercurio alla pressione atmosferica,

y_1 il coefficiente medio di compressibilità del mercurio alla temperatura T,

t la temperatura del cannello,

V_1 il volume totale ridotto a 0° e ad una atmosfera del mercurio contenuto nel dilatometro;

si ha evidentemente che il volume del mercurio a T e sotto la pressione P è:

$$V_1 (1 + \alpha_1 T) (1 - y_1 P) .$$

D' altra parte questo volume è eguale alla capacità del bulbo e a quella della porzione del cannello che sarebbe occupata dal mercurio se anche la temperatura del mercurio in esso contenuto, invece che essere t fosse T, ridotti questi volumi alla temperatura T ed alla pressione P. Ne viene dunque che sarà:

$$(1) \qquad V_1 (1 + \alpha_1 T) (1 - y_1 P) = [V (1 + k T) + \\ + v (1 + k t) \{1 + \alpha_1 (T - t)\}] (1 + x P) .$$

Quando il dilatometro contiene oltre al mercurio anche il fosforo, l' acqua, il vetro ed il disco di ferro che tiene sommerso nel mercurio le due provette, si ha che se si indica con:

V'_1 il volume totale ridotto a 0° ed alla pressione atmosferica del mercurio contenuto nel dilatometro,

V_2 il volume dell' acqua nelle stesse condizioni,

V_3, V_4 e V_5 rispettivamente quelli del vetro, del disco di ferro e del fosforo,

α_2 ed y_2 i coefficienti medii di dilatazione alla pressione atmosferica e di compressibilità alla temperatura T dell'acqua,

α_3 ed y_3 gli stessi coefficienti per il vetro,

α_5 ed y_5 quelli per il fosforo,

v' la capacità misurata a 0° e sotto la pressione di una atmosfera della porzione del cannello occupata dal mercurio quando la pressione è di P atmosfere,

t' la temperatura del cannello,

la (1) si cambia nell' altra:

$$
\begin{aligned}
(2) \qquad & V'_1 (1+\alpha_1 T)(1-y_1 P) + V_2 (1+\alpha_2 T)(1-y_2 P) + \\
& + V_3 (1+\alpha_3 T)(1-y_3 P) + V_5 (1+\alpha_5 T)(1-y_5 P) = \\
& = [(V-V_4)(1+kT) + v'(1+kt')\{1+\alpha_1(T-t')\}](1+xP).
\end{aligned}
$$

Dividendo la (2) per la (1) e risolvendo l'equazione risultante rispetto a V_5 si ha:

$$
\begin{aligned}
(3) \qquad & V_5 (1+\alpha_5 T)(1-y_5 P) = \\
& = \frac{(V-V_4)(1+kT)+v'(1+kt')\{1+\alpha_1(T-t')\}}{V(1+kT)+v(1+kt)\{1+\alpha_1(T-t)\}} V_1 (1+\alpha_1 T)(1-y_1 P) - \\
& - V'_1(1+\alpha_1 T)(1-y_1 P) - V_2(1+\alpha_2 T)(1-y_2 P) - V_3(1+\alpha_3 T)(1-y_3 P).
\end{aligned}
$$

Nel secondo membro della (3) sono contenuti i coefficienti di compressibilità e dilatazione del mercurio, del vetro ed acqua; come pure il coefficiente di dilatazione del ferro: io pertanto assunsi nei calcoli pei coefficienti di dilatazione quelli che si desumono dalle tabelle del Landolt e pei coefficienti di compressibilità del vetro e dell' acqua quelli dati dall'Amagat. In quanto al coefficiente di compressibilità del mercurio, siccome le misure dell'Amagat si limitano alla temperatura ordinaria ed a pressioni piuttosto basse [1]), così incaricai il mio aiuto Dott. Carnazzi di studiarlo con qualche dettaglio entro un intervallo sufficientemente esteso di temperatura e di pressione, e mi servii dei risultati da esso ottenuti [2]).

1) E. H. Amagat. Recerches sur l'Elasticité des solides et le compressibilité du mercure (Ann. de Chim. et Phys. (6), 22, 95, 1891).

2) Secondo tali risultati, posto eguale ad 1 il volume del mercurio alla temperatura di 0° e sotto la pressione di una atmosfera si ha che per $t = 22°,8$ è

$$V = 1,004136 - 0,39206 \,.\, 10^{-5} p + 1,0101 \,.\, 10^{-10} \,.\, p^2$$

per $t = 52°,8$ è

$$V = 1,009587 - 0,39948 \,.\, 10^{-5} p + 0,41142 \,.\, 10^{-10} \,.\, p^2$$

Per il calcolo della (3) occorre che i valori di v' e di v siano determinati per la stessa temperatura e per le stesse pressioni. Essendo questi valori i risultati di due serie ben distinte di esperienze, ne viene che ciò riescirebbe impossibile, o quanto meno molto difficile ed incerto. Onde ovviare a tale inconveniente, coi valori di v dedotti dall' esperienza calcolai l' espressione corrispondente

$$v(1+k\,t)\{1+\alpha_1(\mathrm{T}-t)\}=m$$

e costruii delle curve dalle quali dedussi ogni volta i valori di m che convenivano ai valori speciali di P e T ai quali si riferivano i singoli valori di v'.

Con questo dilatometro eseguii una serie di misure sul fosforo; però essendo scoppiato sotto una pressione elevata quando il bulbo e quindi l' acqua si trovava a circa 125°, piuttosto che rifarlo preferii modificarlo, tanto più che con esso la ricerca si presentava alquanto complessa, specialmente per i calcoli laboriosi che richiedeva. Cercai quindi di modificarlo, da una parte semplificando il metodo di ricerca e dall' altra eliminando tutte le cause complesse che richiedevano lunghe correzioni nei calcoli. A tale scopo al dilatometro quale sta segnato nella figura 1 sostituii un blocco laboratorio (vedi Tav. IV, fig. 4), entro il quale introdussi un dilatometro in vetro di forma varia a seconda della sostanza da studiarsi. Così per es. pel fosforo diedi al dilatometro la forma rappresentata dalla fig. 5 dove A è il bulbo, B C un cannello calibrato che serve ad introdurre il fosforo e l'acqua nel dilatometro; D E è un cannello lungo il quale è teso il solito filo di platino che sbocca con un estremo nel bicchierino D e con l' altro è saldato all' estremità E del cannello. Sul fondo del blocco laboratorio si trovava del mercurio entro il quale veniva ad immergersi l' estremità E del dilatometro. Evidentemente

per $t = 84°,8$ è

$$\mathrm{V} = 1{,}015433 - 0{,}40888 \,.\, 10^{-5}\, p + 0{,}70836 \,.\, 10^{-10} \,.\, p^2$$

per $t = 110°$ è

$$\mathrm{V} = 1{,}020042 - 0{,}42566 \,.\, 10^{-5}\, p + 1{,}0145 \,.\, 10^{-10} \,.\, p^2$$

per $t = 150°,3$ è

$$\mathrm{V} = 1{,}027478 - 0{,}45240 \,.\, 10^{-5}\, p + 0{,}26958 \,.\, 10^{-10}\, p^2$$

la resistenza elettrica offerta dal filo di platino serviva ad indicare in qual punto arrivava il mercurio nel cannello DE, e quindi quale era ad ogni istante il volume complessivo del fosforo e dell' acqua. Siccome pertanto il volume dell' acqua è noto per le ricerche dell'Amagat, così era facile calcolare quello del fosforo. Nel caso invece del naftolo il dilatometro assunse la forma indicata dalla fig. 6: in questo caso, come si vede facilmente, occorre conoscere la compressibilità del mercurio alle varie temperature; usai pertanto nei calcoli i coefficienti che risultano dalle misure che, come dissi sopra, eseguì per mio incarico il Dott. Carnazzi nel mio laboratorio.

Il blocco-laboratorio, come lo indica chiaramente la figura, era chiuso superiormente con un sistema che serviva a portare all' esterno un filo isolato nello stesso tempo che una circolazione continua di acqua fredda impediva all' ebanite, usata per l' isolamento, di riscaldarsi eccessivamente; la stessa acqua poi circolava anche nell' altro manicotto A impedendo una nociva trasmissione di calore al compressore ed al manometro.

Finalmente una caldaia contenente olio circondava completamente il blocco-laboratorio e permetteva di aumentare a volontà la temperatura del blocco stesso ed a mantenerla costante tanto tempo quanto occorreva.

Un buon termometro Baudin diviso in gradi, che confrontai col termometro ad aria, dava la temperatura della caldaia, mentre termometri opportunamente disposti davano la temperatura dell' ambiente.

In questa prima nota riferirò i risultati a cui pervenni col fosforo e col naftolo osservando in modo speciale che per evitare l' incertezza che si poteva avere nelle misure per la facilità con cui il fosforo si mantiene soprafuso, allorquando la temperatura dell' esperienza doveva essere superiore alla temperatura a cui il fosforo fonde alla pressione atmosferica, incominciava a portare la pressione ad un valore superiore a quello occorrente perchè il fosforo si mantenesse solido a quella temperatura. Una volta raggiunta la temperatura eseguivo allora tutte le misure per pressioni crescenti fino alla massima e solo dopo quelle relative a pressioni di più in più

basse fino all' atmosferica; quest' ultima però solo se la temperatura era inferiore ai 100°. Soltanto nei casi in cui volli studiare il fosforo allo stato soprafuso seguii il processo inverso partendo dalle pressioni minime.

Risultati ottenuti col fosforo alla pressione atmosferica.

Per avere modo di controllare i risultati di queste ricerche, ed anche per conoscere con sicurezza come si comporta il fosforo soprafuso, ciò che per quanto sappia nessuno ebbe occasione di fare, incominciai dall' eseguire una serie di misure con un dilatometro di vetro posto in un grande bagno ad acqua alla pressione ordinaria. Il bulbo del dilatometro usato aveva una capacità di circa 30 cm^3, ed il cannello una sezione di cm^2 0,0800 ed una lunghezza di circa 35 cm. Nel dilatometro introdussi gr. 34,1364 di fosforo e sopra di esso gr. 11,3936 di acqua distillata e disaereata. Per impedire l' evaporazione dell' acqua versai al di sopra di essa alcune goccie di olio. Il bagno essendo sufficientemente grande, tanto il termometro quanto il dilatometro erano completamente immersi in esso di modo che non fui costretto a preoccuparmi della colonna sporgente. Le letture vennero fatte ogni volta quando la temperatura restava costante per almeno un quarto d' ora; nel quale intervallo di tempo manteneva vivamente agitata l' acqua del bagno. La temperatura di fusione del fosforo usato era di 44°,27 e la sua densità ad 8°,2 riferita all' acqua a 4° era 1,82978. Da due serie di misure eseguite in parte per temperature crescenti, ed in parte per temperature decrescenti del bagno, ottenni il volume occupato dal fosforo alle varie temperature. Mi calcolai in seguito due formole lineari col metodo dei minimi quadrati, l' una per lo stato solido e l'altra per lo stato liquido, dalle quali dedussi il volume che avrebbe occupato quel fosforo liquido alla temperatura di 44°,27 oppure solido alla temperatura di 0°. I volumi del fosforo *fuso* o *soprafuso* li riferii al volume del fosforo a 44°,27 allo stato liquido, mentre quelli del fosforo *solido* li riferii al volume occupato dal fosforo a 0°.

Nelle tabelle che seguono pertanto do per brevità solo i volumi già ridotti a queste unità. In esse t è la temperatu-

ra, V_{oss} è il volume occupato dal fosforo da me usato diviso per il volume che doveva occupare rispettivamente a 0° allo stato solido od a 44°,27 allo stato liquido, dedotti dalle formole lineari che danno il volume in funzione della temperatura; V_{calc} lo stesso volume calcolato secondo le formole riportate subito dopo le tabelle, e Δ le differenze fra i valori osservati e calcolati.

Volume del fosforo fuso.

t	V_{oss}	V_{calc}	$\Delta.10^5$	t	V_{oss}	V_{calc}	$\Delta.10^5$
44°,61	1,00029	1,00018	+11	62°,43	1,00945	1,00968	−23
46,12	96	99	− 3	63,55	1001	1027	−26
46,99	153	145	+ 8	65,70	1137	1142	− 5
47,30	183	162	+21	69,65	1372	1352	+20
47,42	173	168	+ 5	72,70	1492	1515	−23
49,10	245	257	−12	72,80	1535	1520	+15
49,30	250	268	−18	73,98	1566	1583	−17
50,62	349	339	+10	76,80	1738	1733	+ 5
52,54	507	495	+12	82,20	2052	2021	+31
54,50	538	545	− 7	83,18	2078	2073	+ 5
56,10	622	630	− 8	84,49	2138	2143	− 5
59,32	793	803	−10	98,00	2859	2863	− 4
59,95	853	834	+19				

$$V_t = 1 + 0{,}00053282\,(t - 44{,}27).$$

Volume del fosforo soprafuso.

t	V_{oss}	V_{calc}	$\Delta.10^5$	t	V_{oss}	V_{calc}	$\Delta.10^5$
43°,79	0,99970	0,99975	− 5	37°,17	0,99640	0,99634	+ 6
43,33	0,99956	0,99952	+ 4	36,82	0,99616	0,99616	0
42,78	0,99917	0,99923	− 6	35,55	0,99569	0,99551	+18
42,12	0,99868	0,99889	−21	35,49	0,99548	0,99548	0
41,11	0,99837	0,99837	0	35,48	0,99538	0,99547	− 9
41,08	0,99847	0,99836	+11	34,39	0,99500	0,99491	+ 9
40,65	0,99825	0,99814	+11	33,50	0,99434	0,99445	−11
39,80	0,99759	0,99770	−11	33,20	0,99428	0,99430	− 2
39,29	0,99746	0,99743	+ 3	32,58	0,99390	0,99398	− 8
39,00	0,99734	0,99728	+ 6	32,20	0,99382	0,99378	+ 4
38,02	0,99672	0,99678	− 6	31,62	0,99360	0,99348	+12
37,87	0,99665	0,99670	− 5				

$$V_t = 1 + 0{,}000515168\,(t - 44{,}27).$$

Volume del fosforo solido.

t	V_{oss}	V_{calc}	$\Delta.10^5$	t	V_{oss}	V_{calc}	$\Delta.10^5$
19°,05	1,00740	1,00744	— 4	37°,15	1,01443	1,01451	— 8
23,05	936	936	0	37,80	1474	1476	— 2
24,80	971	969	+ 2	38,82	1515	1516	— 1
25,58	1005	999	+ 6	39,91	1553	1559	— 6
26,51	1032	1035	— 3	40,82	1594	1594	0
31,35	1231	1225	+ 6	42,25	1646	1650	— 4
33,02	1289	1290	— 1	43,58	1701	1702	— 1
34,53	1357	1349	+ 8	43,82	1718	1712	+ 6
35,65	1394	1392	+ 2				

$$V_t = 1 + 0,000390596\, t\,.$$

Si vede da queste tabelle che il volume del fosforo aumenta proporzionalmente alla temperatura sia che si trovi allo stato solido come fuso o soprafuso. Così pure si vede che il coefficiente di dilatazione del fosforo soprafuso è più piccolo che quello del fosforo fuso. Avendo io tentato di calcolare una unica formula per i numeri contenuti nella prima e nella seconda tabella, questa mostrava nettamente la discontinuità fra le due serie di numeri. Il fosforo da me usato alla temperatura di 44°,27 aveva un volume di cm³ 18,8779 allo stato solido e di cm³ 19,5462 allo stato liquido dimostrando un aumento del 3,5 °/₀ nell' atto della fusione.

Temperatura di fusione.

Oltre alla variazione di volume alla pressione atmosferica, misurai anche direttamente in due modi diversi la temperatura di fusione delle sostanze da me usate a varie pressioni.

In una prima serie di misure feci uso del metodo del riscaldamento e raffreddamento prendendo come temperatura di fusione quella alla quale si annulla la velocità di riscaldamento e come temperatura di solidificazione quella alla quale si annulla la velocità di raffreddamento delle sostanze da studiarsi poste in un bagno la cui temperatura sia rispettivamente superiore od inferiore a quella di fusione.

Le disposizioni sperimentali sono indicate nella fig. 7, Tav. IV. Una saldatura di una pinzetta termoelettrica rame-argentana di cui il rame era costituito da un tubo a pareti robuste e l'argentana da un filo isolato con cotone e carta d'amianto ed inflato nel tubo di rame, veniva circondata dalla sostanza da studiarsi C contenuta in una provetta di vetro e rinchiusa, mediante un dado E ed un cono D saldato al tubo di rame, in un cilindro di ferro omogeneo A. Il cilindro A comunicava con l'apparecchio di compressione e col manometro mediante un tubo F. L'altra saldatura della pinzetta si trovava in una piccola caldaia a condensazione dove la temperatura si manteneva assolutamente costante ed eguale alla temperatura di ebollizione del liquido in essa contenuto. Un galvanometro in circuito con la pinzetta misurava la differenza di temperatura fra le due saldature.

Per determinare la temperatura di fusione della sostanza C che circonda la pinzetta termoelettrica sotto la pressione fornita dal compressore, immergevo A in un bagno la cui temperatura era un poco superiore alla temperatura di fusione cercata e quindi osservavo la deviazione al galvanometro. Siccome ebbi sempre cura che la temperatura della seconda saldatura fosse prossima a quella da misurarsi, così la deviazione al galvanometro dapprincipio notevole, andava poi diminuendo man mano che la temperatura di C si avvicinava a quella del bagno. Al momento in cui avveniva la fusione l'ago del galvanometro si fermava per poi riprendere il suo movimento dopo qualche istante, fino a che raggiungeva la sua posizione di equilibrio quando tutto il blocco A aveva raggiunto la temperatura del bagno.

Evidentemente la differenza di temperatura fra le due saldature corrispondente alla deviazione indicata dall'ago del galvanometro al momento in cui si fermava, era quella che misurava la differenza fra la richiesta temperatura di fusione e la temperatura della caldaia a condensazione. Quest'ultima veniva letta direttamente su un termometro il cui bulbo era a contatto con la saldatura della pinzetta.

Siccome poi il fosforo presenta in grado notevole il feno-

meno della surfusione, così non mi fu possibile determinare in questo caso la temperatura di solidificazione.

Durante tutto il tempo del riscaldamento la pressione veniva mantenuta costante manovrando convenientemente il regolatore di pressione in modo da compensare la variazione dovuta al progressivo aumento di volume.

In una seconda serie di misure la temperatura di fusione la determinai con un metodo che ha qualche analogia con quello usato dal Tammann nelle sue ricerche. Esso consiste precisamente nel determinare la pressione alla quale si fonde la sostanza quando viene portata ad una certa temperatura. Tale determinazione la feci con l'apparecchio stesso prima descritto e che mi servì alle misure dilatometriche. Portavo a tale scopo la temperatura della caldaia ad un valore determinato, superiore alla temperatura di fusione sotto la pressione atmosferica; una volta sicuro che tale temperatura era raggiunta incominciavo ad esercitare pressione e ad aumentarla gradatamente misurando di continuo la resistenza offerta dal filo del dilatometro per cogliere il momento in cui la sostanza incominciava a solidificare. Diminuivo allora di nuovo lentamente la pressione ed arrivava un momento in cui la solidificazione cessava di progredire; a partire da questo istante un leggero aumento di pressione faceva riprendere la solidificazione, ed una leggera diminuzione dava luogo alla liquefazione. Evidentemente quella pressione di equilibrio alla quale poteva sussistere la sostanza tanto allo stato solido che liquido rappresentava la pressione di fusione alla temperatura della caldaia.

Nel caso in cui si trattava di sostanza che facilmente sussiste soprafusa, come il fosforo, riscaldava sempre la caldaia solo quando aveva già portata la pressione ad un valore superiore a quella di fusione per la temperatura a cui voleva portare il bagno, di modo che quando la temperatura era raggiunta non aveva che a diminuire lentamente la pressione per raggiungere la pressione di fusione richiesta.

Come è facile comprendere, lo stato di fusione o di solidificazione risultava nettamente dalla progressiva variazione di resistenza che aveva luogo dopo un aumento od una dimi-

nuzione di pressione e dovuta alla variazione di volume che accompagna il cangiamento di stato.

I risultati ottenuti con queste due serie di misure per il fosforo sono consegnati nell' unita tabella dove per maggiore uniformità i dati sperimentali vennero per interpolazione riportati a pressioni espresse da centinaia intiere di atmosfere.

Pressione	T_{oss}	T_{calc}	$\Delta.10^2$	Pressione	T_{oss}	T_{calc}	$\Delta.10^2$
1^atm^	44°,27	44°,27	0	1500^atm^	88°,79	88°,86	—7
100	47,25	47,31	—6	1600	91,73	91,73	0
200	50,34	50,37	—3	1700	94,56	94,58	—2
300	53,49	53,42	+7	1800	97,47	97,41	+6
400	56,43	56,45	—2	1900	100,26	100,23	+3
500	59,50	59,46	+4	2000	103,08	103,04	+4
600	62,48	62,47	+1	2100	105,78	105,83	—5
700	65,46	65,46	0	2200	108,61	108,61	0
800	68,43	68,43	0	2300	111,36	111,38	—2
900	71,44	71,39	+5	2400	114,10	114,13	—3
1000	74,28	74,34	—6	2500	116,87	116,86	+1
1100	77,26	77,27	—1	2600	119,61	119,59	+2
1200	80,22	80,19	+3	2700	122,26	122,30	—4
1300	83,14	83,10	+4	2800	124,99	124,99	0
1400	86,00	85,99	+1				

I numeri contenuti nella terza colonna vennero calcolati mediante la formola

$$T = 44,24 + 0,0308\,p - 0,0000007\,p^2$$

la quale si trasforma nell' altra

$$T = 44,24 + 0,0298\,p - 0,00000066\,p^2$$

se la pressione è espressa in Kg. per cm² invece che in atmosfere.

Il Tammann, nel suo lavoro già citato, dà per la temperatura di fusione del fosforo in funzione della pressione espressa in Kg. per cm² la formola:

$$T = 43,9 + 0,0288\,p - 0,000001\,p^2 .$$

Le due formole sono sufficientemente concordanti; la piccola differenza che tra esse si osserva, si spiega per ciò che

il fosforo usato dal Tammann non doveva essere sufficientemente puro, come risulta dal suo punto di fusione alla pressione atmosferica, e per conseguenza doveva risultare minore la variazione della temperatura di fusione con la pressione, come lo ha dimostrato il Tammann stesso con una ricerca eseguita su tre campioni di *Dimethyläthylcarbinol* che presentavano i punti di fusione alla pressione ordinaria rispettivamente a — 8,45 ; — 9°,5 e — 10°,5 pei quali la variazione della temperatura di fusione per effetto della pressione saliva per 3000 Kg. a 42,45 per il primo campione, a 38°,4 per il secondo ed a 38°,7 per il terzo.

Per ciò che riguarda l'α-naftolo la temperatura di fusione venne determinata solo col secondo dei metodi indicati. Trovai che alla pressione atmosferica il campione da me usato fondeva a 94°,4 e che la temperatura di fusione aumentava in media per ogni atmosfera di 0°,0225.

Dall' Istituto Fisico dell' Università di Siena
Novembre 1902.

SULL' ELETTRICITÀ SVILUPPATA PER GORGOGLO D'ARIA IN ACQUA.

Nota del Dott. EUGENIO ALESSANDRINI.

L' azione elettrica reciproca fra liquidi e gas è stata studiata in due modi diversi: per mezzo di un getto liquido spruzzante in seno a un gas e per mezzo del gorgoglio di un gas attraverso un liquido.

Il primo metodo fu seguito da Lenard e J. J. Thomson.

Lenard [1]) partendo dal fenomeno già conosciuto dell'elettrizzazione dell' aria in vicinanza delle cadute d' acqua studiò mediante numerose esperienze di laboratorio gli effetti elettrici prodotti dallo spruzzamento di getti liquidi.

J. J. Thomson [2]) con metodi simili a quelli di Lenard giunse agli stessi risultati.

1) Ueber die Luftelektricität der Wasserfälle. Wied. Ann. 46, 584.
2) On the electricity of drops. Philos. Mag. 37, 341.

Riguardo alla seconda specie di fenomeni farò osservare che fin dal 1861 Quincke [1]) aveva trovato che bollicine d'aria in sospensione nell'acqua, sotto l'azione di un campo elettrostatico si dirigono al polo positivo.

Nel 1894 Lord Kelvin [2]) studiando gli effetti elettrici prodotti dall'essiccamento dell'aria, si accorse che quando questa gorgogliava attraverso acido solforico si aveva sviluppo di elettricità: lo stesso avveniva per lo più mediante il gorgoglio di un gas in un liquido qualunque. Il caso più studiato fu quello del gorgoglio di aria in acqua comune (per acqua comune intendo quella potabile contenente impurità in maggiore o minor grado).

Le ricerche furono di due specie: le prime studiavano l'elettricità dell'acqua con metodi che verranno in seguito esposti e discussi: le seconde studiavano l'elettricità dell'aria. A tal uopo si produceva il gorgoglio in una vasca d'acqua chiusa al disopra da una campana metallica nella cui parte superiore era fissato un collettore a gocce d'acqua indicante il potenziale dell'aria nei punti interni della campana.

I risultati ottenuti in tutte queste esperienze furono paralleli a quelli ottenuti da Lenard: così dimostrarono che l'elettricità sviluppata è positiva per l'acqua e negativa per l'aria, che l'intensità del fenomeno diminuisce per le impurità dell'acqua e che vari liquidi e gas producono effetti diversi di intensità e segno; così p. es. quando l'aria gorgoglia in acqua satura di cloruro di sodio, quest'ultima si elettrizza negativamente. I potenziali raggiunti però non superarono mai i dieci Volta mentre Lenard era giunto perfino a ottenere delle scintilline.

Riassumendo, farò osservare che mentre le ricerche di Lenard e J. J. Thomson sullo sviluppo di elettricità per spruzzamento di getti liquidi sono abbastanza complete, quelle di Lord Kelvin sul gorgoglio lasciano aperto il campo a ulteriori ricerche.

1) Ueber die Fortführung materieller Theilchen durch strömende Elektricität. Pogg. Ann. 113, 572.

2) On the electrification of the air. Proceed. of the Roy. Soc. 57, 335. Nature. 1894-95. 495.

Con l'intento di portare qualche contributo a tali studi iniziati da Lord Kelvin, feci oggetto del presente lavoro l'investigazione dei fenomeni elettrici prodotti dal gorgoglio di aria in acqua per dedurne le leggi e confrontarle con quelle già trovate da Lenard e J. J. Thomson.

Esposizione e critica del metodo sperimentale.

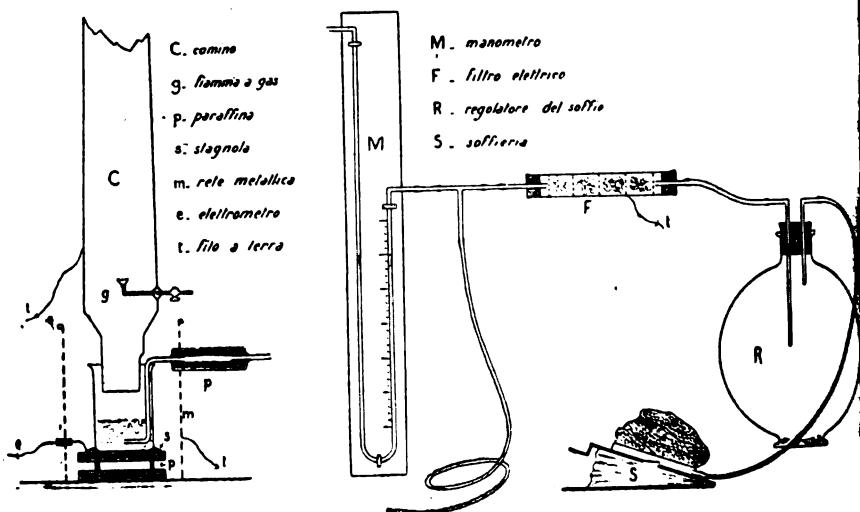
Le disposizioni sperimentali adottate da Lord Kelvin si riducono in sostanza a far gorgogliare una corrente d'aria in un bicchiere isolato contenente acqua e a misurare l'incremento del potenziale di questa. Vari sono gl'inconvenienti a cui si va incontro con tali disposizioni: fra gli altri quello di non poter soffiare una gran quantità d'aria senza farla uscire dal bicchiere e di avere oltre l'azione del gorgoglìo quella degli spruzzi d'acqua che vanno a frangersi sulle pareti del recipiente. Se, come consiglia Lord Kelvin, si copre il bicchiere con un disco o con una rete metallica si viene a ostacolare la libera uscita dell'aria elettrizzata di segno contrario all'acqua alterando così le indicazioni all'elettrometro.

Per togliere quasi del tutto l'influenza nociva dell'aria elettrizzata (in alcuni casi l'incremento del potenziale era ridotto alla metà), dopo molte prove e ricerche inutili aggiunsi all'apparecchio un camino aspiratore. Regolando convenientemente la posizione di questo e procurando di far gorgogliare l'aria nella parte centrale del bicchiere, potei assicurarmi che la maggior parte dell'aria elettrizzata veniva aspirata dal camino.

L'apparecchio adoperato è rappresentato dalla seguente figura e si componeva essenzialmente di una soffieria, di un gran recipiente per rendere uniforme l'efflusso dell'aria, di un manometro ad acqua per misurare l'intensità di tale efflusso, del bicchiere in cui si produceva il gorgoglio e del camino aspiratore.

Il soffio ottenuto era abbastanza uniforme e di una intensità regolabile da uno a trenta litri al minuto primo. La comunicazione con l'elettrometro veniva stabilita mediante un filo in contatto con un foglio di stagnola su cui poggiava

il bicchiere. Questo era indifferentemente di metallo o di vetro sottile di Jena il quale fu riscontrato abbastanza condut-

tore nelle condizioni dell'esperienza. L'elettrometro adoperato in tutte le misure era un elettrometro a quadranti: l'ago veniva caricato fortemente con pile (da 100 a 500 Volta secondo i casi), una coppia di quadranti era al suolo e l'altra in comunicazione con la sorgente. Regolando la carica dell' ago e la sospensione bifilare dell' elettrometro, la sensibilità variava da 0,3 a 3,5 divisioni per Volta e, sempre nei limiti della scala, la deviazione era sensibilmente proporzionale al potenziale.

Esistenza di un potenziale limite nel processo di elettrizzazione.

Appena s' incomincia a produrre il gorgoglio dell' aria nell' acqua si sviluppa in questa elettricità positiva: prolungando però l' esperienza durante un certo tempo si vede che l' incremento del potenziale, abbastanza costante nei primi minuti, va a poco a poco diminuendo. A che cosa si deve attribuire questa diminuzione? Alla perdita di elettricità dovuta al difetto

d' isolamento dell'apparecchio o a una reale diminuzione dello sviluppo di elettricità?

Per rispondere a questa domanda bisognerà essere in grado di conoscere a ogni lettura e l' aumento del potenziale dovuto al gorgoglìo e la diminuzione dovuta alla perdita dell' apparecchio. Dunque è necessario determinare tale perdita per via sperimentale affine di potere quindi dedurre dall' incremento apparente del potenziale, quello reale dovuto al solo gorgoglìo.

Il metodo migliore per determinare il puro effetto del gorgoglio per dati valori del potenziale mi parve il seguente: portata l'acqua al potenziale voluto (o per mezzo del gorgoglio, o mediante pile) misurare la perdita naturale dell' apparecchio durante un tempo determinato, per solito due minuti: eseguita questa prima misura, produrre subito il gorgoglìo durante altri due minuti e leggere all' elettrometro l' incremento algebrico del potenziale, quindi determinare di nuovo la perdita senza il gorgoglìo durante lo stesso tempo. La perdita dell' apparecchio durante il gorgoglìo è data con molta approssimazione dalla media aritmetica delle perdite osservate prima e dopo l' esperienza. Aggiungendo all' aumento apparente del potenziale dato dall'elettrometro, quello relativo alla perdita si ha l' aumento vero.

Con questi metodi trovai che *la quantità di elettricità sviluppata nell'acqua dall' aria che gorgoglia durante l'unità di tempo, diminuisce col crescere del potenziale fino ad arrivare a zero per un determinato valore di esso.* Oltrepassato questo valore limite, *si ha uno sviluppo di elettricità di segno contrario alla precedente,* sviluppo tanto maggiore quanto più distanti si è dal potenziale limite.

Per afferrare bene il valore limite del potenziale è utile caricare l'acqua a un livello elettrico notevolmente maggiore e quindi studiare le perdite dell' apparecchio col gorgoglìo e senza.

Riferisco qui una delle esperienze in cui appare molto bene l' andamento del processo di elettrizzazione nelle vicinanze del potenziale limite.

	Potenziale in divis. scala 1 Volta = 0,3 div.	Perdita naturale per minuto	Perdita per minuto durante il gorgoglio	Incremento del potenziale dovuto al gorgoglio per minuto
Senza gorgoglio	47,22	0,815		
Con gorgoglio	45,59		0,885	0,105 —
s. g.	43,89	0,745		
c. g.	42,33		0,815	0,118 —
s. g.	40,70	0,650		
	. . . . .	. . . . .		
s. g.	32,19	0,535		
c. g.	31,12		0,510	0,007 —
s. g.	30,10	0,500		
c. g.	29,10		0,495	0,018 —
s. g.	28,11	0,455		
	. . . . .	. . . . .		
s. g.	26,90	0,635		
c. g.	25,63		0,565	0,030 +
s. g.	24,50	0,555		
c. g.	23,39		0,485	0,047 +
s. g.	22,42	0,510		

Da questa tabella si vede come il potenziale limite è compreso tra le due divisioni della scala 26,9 e 28,11 e se ne potrà determinare esattamente il valore ponendo che l' incremento del potenziale è proporzionale alla distanza dal valore limite.

Era interessante lo studiare direttamente, subito dopo il gorgoglio, lo stato elettrico dell' aria e vedere in che relazione stesse con quello dell' acqua. Il procedimento migliore per questa ricerca mi sembrò quello dei filtri elettrici da includersi isolati nel camino di aspirazione. Le prime esperienze non riuscirono perchè avendo posto il filtro sulla bocca del camino, e per conseguenza troppo vicino all' acqua elettrizzata, le indicazioni all' elettrometro venivano alterate dalla carica elettrica dell' acqua. Tolsi quest' inconveniente mettendo il filtro nell' interno del camino in modo che non risentisse più sensibilmente l' effetto dell' acqua elettrizzata. Con queste modificazioni le esperienze mi diedero i seguenti risultati :

Quando il bicchiere è al suolo, la quantità di elettricità sviluppata durante l'unità di tempo nell' aria che gorgoglia è costante.

Quando il bicchiere è isolato, lo sviluppo di elettricità per unità di tempo diminuisce fino ad arrivare a zero.

Se il potenziale dell'acqua viene portato artificialmente a un punto troppo elevato, allora si nota per l'aria che gorgoglia *una elettrizzazione positiva ossia di segno contrario a quella normale.*

Influenza della purezza dell' acqua.

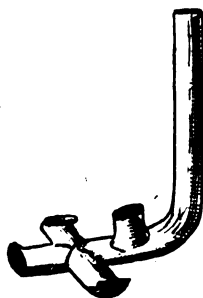
Il limite a cui tende il potenziale dell'acqua elettrizzata mediante il gorgoglìo dipende dalle sostanze in essa disciolte. *In generale* le minime tracce di impurità (sali o altre sostanze in sospensione o in dissoluzione) abbassano considerevolmente il potenziale limite il quale può raggiungere per l'acqua distillata centinaia e probabilmente anche migliaia di Volta. Lasciando infatti per qualche ora dell'acqua distillata in un bicchiere non accuratamente pulito lo sviluppo di elettricità ottenuto è molto minore.

Influenza della quantità d'aria e della quantità d'acqua.

La quantità d'acqua e quella d'aria soffiata non hanno alcuna influenza sul valore massimo del potenziale, solo ne accelerano il raggiungimento.

È della massima importanza trovare la forma adatta e le dimensioni convenienti del tubo da usare per il gorgoglìo dell'aria, la pressione del soffio e la quantità d'acqua necessaria per avere l'effetto massimo. Senza dilungarmi a parlare dei risultati ottenuti nelle varie esperienze, dirò senz'altro che l'effetto è tanto maggiore, quanto maggiore è l'agitazione e il rimescolìo che l'aria produce nella massa liquida.

Nella maggior parte delle esperienze adoperavo un tubo a quattro aperture producenti larghe bolle d'aria, l'acqua

nel bicchiere raggiungeva circa la metà, la pressione sotto

cui veniva soffiata l' aria era di 24 cm. d' acqua e la quantità d' aria soffiata circa 30 litri al minuto primo.

Espressione matematica del fenomeno.

Per potere stabilire con sufficiente esattezza una legge approssimata sull' andamento del fenomeno era bene studiare separatamente e l' azione diretta del gorgoglìo e la perdita dell' apparecchio. Questa seconda, facilmente osservabile, è in via approssimativa proporzionale al potenziale

$$\frac{dV}{dt} = -pV.$$

In quanto all' azione diretta del gorgoglìo abbiamo visto che diminuisce col crescere del potenziale fino ad essere zero, e secondo il risultato sperimentale si ricava in prima approssimazione

$$\frac{dV}{dt} = k\left(1 - \frac{V}{V_0}\right)$$

in cui k è l' incremento iniziale del potenziale e V_0 il potenziale limite.

L' azione complessiva del gorgoglìo e della perdita viene espressa dalla seguente legge differenziale

$$\frac{dV}{dt} = k\left(1 - \frac{V}{V_0}\right) - pV$$

che, integrata, dà

$$V = \frac{k}{a}\left(1 - e^{-at}\right)$$

in cui

$$a = \frac{k + p V_0}{V_0}.$$

La relazione fra V e t potrebbe ancora semplificarsi se fosse lecito ammettere che V_0 cioè il potenziale limite non dipendesse da altro che dall' incremento iniziale k quando, beninteso, si mantenessero sempre identiche tutte le condizioni dell' esperienza all' infuori della natura del liquido. Se questa relazione per semplicità si suppone

$$V_0 = \frac{1}{m} k$$

la formola si riduce a

$$V = \frac{k}{m + p}\left(1 - e^{-(m+p)t}\right).$$

Dunque con queste supposizioni, cognita la perdita dell' apparecchio, non si deve determinare che il semplice incremento iniziale del potenziale per avere l' andamento del fenomeno. Volendo conoscere il solo potenziale limite, basta la determinazione dell' incremento iniziale essendo questo sensibilmente indipendente dalla perdita dell' apparecchio.

Risultati di alcune misure.

Acqua pia (antica marcia). — L' incremento iniziale del potenziale nelle varie esperienze con diversi campioni fu di Volta 0,54 — 0,51 — 0,48 — 0,54.

Il potenziale limite misurato direttamente fu di Volta 81 — 81.

Acqua distillata. — Ho già fatto notare come la maggior parte delle sostanze in dissoluzione o in sospensione nell'acqua distillata ne abbassano molto il potenziale limite: questa dimi-

nuzione è molto sensibile anche per tracce estremamente piccole d' impurità.

Sperimentando con vari campioni di acqua distillata di varia purezza trovai come incrementi del potenziale nel primo minuto

Volta 1,95 — 2,04 — 3,24 — 5 — 5,5 — 15,7 — 17,8 .

Perciò supponendo che la relazione fra k e V_0 anche in questo caso fosse uguale a quella esistente nel caso dell'acqua marcia, il potenziale limite sarebbe rispettivamente di Volta 292,5 — 306 — 486 — 750 — 825 — 2355 — 2670.

La determinazione sperimentale di questi limiti non potei farla perchè l' elettrometro a quadranti da meadoperato, non si prestava a letture con potenziali così elevati. Però dalle osservazioni fatte fino a certi limiti con i campioni d'acqua meno puri è facile farsi un' idea di ciò che debba succedere a potenziali più elevati.

Nelle due seguenti tabelle si vede la relazione tra il potenziale dell' acqua e l' incremento di esso dovuto al solo gorgoglìo.

Volta	Incrementi
0	1,95
48	0,849
90	0,351
123	0,150

Volta	Incrementi
0	3,24
48	1,725
126	0,600
. . . . . .	. . . . . .

Sarebbe forse interessante fare uno studio più accurato sull' influenza delle impurità nell' elettrizzazione dell' acqua e mettere questo fenomeno in relazione con quello della resistenza elettrica dell' acqua distillata.

Acqua marina. — Era già stato osservato che l' acqua satura di cloruro di sodio dà uno sviluppo di elettricità negativa. Ora, data la considerevole quantità di cloruro disciolto nell' acqua del mare, mi è parso interessante misurare direttamente l' elettrizzazione di questa per gorgoglìo.

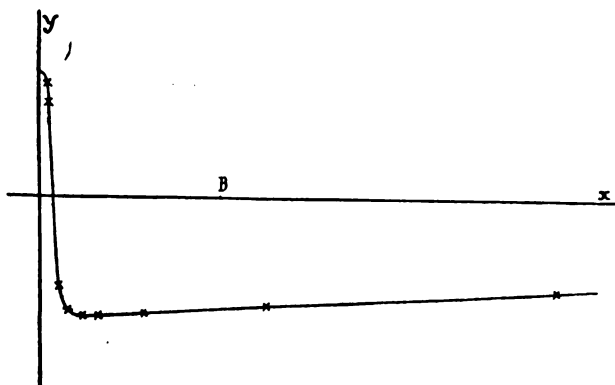
A questo scopo io stesso presi vari campioni d' acqua marina in diversi punti: in vicinanza della spiaggia, di scogli, in alto mare, alla superficie dell' acqua e a una profondità di

cinque metri: il mare era calmo e l'acqua molto limpida. Eseguite poco dopo le misure, trovai ugualmente per tutti i campioni un incremento di potenziale nel primo minuto di Volta 0,2 negativi.

Farò notare incidentalmente che questo risultato non va d'accordo con le osservazioni di Exner sull'elettricità sviluppata per spruzzamento delle onde marine, mentre invece va d'accordo con le ultime osservazioni di J. Elster [1] il quale facendo direttamente delle misure elettrometriche sulle onde del mare anche dove gli spruzzi erano maggiori, non ha trovato elettrizzazione sensibile dell'aria.

Soluzioni colorate. — Queste esperienze furono eseguite come verifica di quelle fatte da J. J. Thomson coi zampilli d'acqua e mi condussero agli stessi risultati. Come sostanza colorante scelsi il metilvioletto il quale è fra quelle che producono effetti più interessanti.

Cominciai con lo sperimentare sull'acqua distillata; dopo la prima misura aggiunsi a quella una goccia di una soluzione di metilvioletto e feci una seconda misura e così via continuando ad aggiungere una goccia per ogni esperienza.

Traccerò senz'altro la curva dell'elettrizzazione portando sull'asse delle x il numero delle gocce che è proporzionale alla quantità di sostanza colorante disciolta e su quello delle y gli incrementi iniziali del potenziale.

1) Messungen des Elektr. Potentialgefälles auf Spitzbergen und Juist. Terr. Magn. and Atmosph. electr. March. 1902.

Per dare un' idea della quantità di sostanza disciolta farò notare che malgrado il gran potere colorante del metilvioletto, solo verso il punto B l' occhio principia a distinguere una debole colorazione.

Per ricercare se l' effetto fotoelettrico della soluzione colòrata avesse relazione con l'andamento del fenomeno, ripetei le esperienze al buio circondando il bicchiere con parecchi strati di carta nera: i risultati furono identici ai precedenti.

Costanza delle misure. — Le misure non possono essere di una precisione molto grande perchè parecchie sono le cause di errore: in primo luogo il soffio non è esattamente costante, in secondo luogo gli spruzzi d' acqua vanno talvolta a toccare il camino, in terzo luogo l' aspirazione di questo non è perfettamente regolare. Ciononostante riferirò alcune serie di esperienze eseguite sulla medesima acqua, per mostrare il grado di precisione delle buone misure.

Come incrementi di potenziale iniziali, trovai per il medesimo campione in parecchie misure

11,6 — 11,1 — 11,3 — 11,5 — 11,9 — 12,1.

Come curve di elettrizzazione riferirò tre esperienze identiche sulla medesima acqua. I numeri riportati sono le letture all' elettrometro di minuto in minuto.

0,00	0,00	0,00
2,4	2,4	2,4
4,5	4,4	. . . . .
6,3	6,2	
7,8	7,8	
9,2	9,1	
10,5	10,4	
11,6	11,5	
12,6	. . . . .	
13,5		
14,4	. . . . .	
15,1	14,9	
15,7	15,4	. . . . .
16,3	16,00	16,00
16,7	16,5	16,5
17,2	16,9	16,9
17,6		17,2

Riferisco ancora sommariamente i risultati di due esperienze per la ricerca del potenziale limite dell' acqua marcia.

Potenziale	Increm. per minuto	Potenziale	Increm. per minuto
0	0,16 +	0	0,18 +
16	0,037 +	.....	......
22	0,015 +	22	0,04 +
26	0,01 +	25	0,03 +
28	0,02 —	28	0,018 —
40	0,08 —	44	0,1 —

Per avere un' idea della quantità di elettricità sviluppata dirò che la capacità dell' apparecchio era di 24,75 unità elettrostatiche: perciò nel caso dell' acqua marcia lo sviluppo totale di elettricità era di 6,60 unità elettrostatiche, nel caso dell' acqua distillata lo sviluppo durante il primo minuto variava da 0,165 a 0,885 unità elettrostatiche.

Conclusione.

L' elettrizzazione per gorgoglìo è retta dalle stesse leggi dell' elettrizzazione per spruzzamento di getti liquidi.

La carica elettrica sviluppata per gorgoglìo di aria in acqua è negativa per la prima e positiva per la seconda.

Il potenziale assunto dall' acqua tende a un limite che si può raggiungere, sia per valori crescenti del potenziale che per valori decrescenti.

Il potenziale limite dell' acqua dipende dalla qualità e dalla quantità delle sostanze in essa disciolte.

Le minime impurità abbassano molto il potenziale limite: per l' acqua distillata molto pura si arriva a centinaia e, probabilmente, anche a migliaia di Volta.

La quantità d' aria soffiata e la quantità d' acqua, hanno influenza solo sulla durata del tempo impiegato a raggiungere il potenziale limite.

Lo sviluppo dell' elettricità nell' acqua marina è debolissimo e ciò in conformità alle recenti misure dirette di J. Elster.

La presenza nell'acqua di tracce d'alcune sostanze (le coloranti, ad es.) influisce moltissimo sull'intensità e talvolta sul segno della elettrizzazione.

Nello sviluppo di elettricità per contatto di aria ed acqua, occorre o la lacerazione di una bolla d'aria o lo spruzzamento di una goccia d'acqua. Holmgren [1]) osservò che il semplice soffio dell'aria sulla superficie dell'acqua non produce elettricità, mentre questa si sviluppa con un'agitazione meccanica violenta della massa liquida.

Per dimostrare in altro modo questo medesimo principio soffiai l'aria attraverso sostanze porose (carta da filtro, tela, cotone, lana) imbevute d'acqua senza mai osservare il minimo sviluppo di elettricità [2]).

Roma, 15 Maggio 1902.

SULL'USO DEL RETICOLO DI DIFFRAZIONE NELLO STUDIO DELLO SPETTRO ULTRAVIOLETTO

del Dott. R. MAGINI [3]).

(Sunto della Nota inserita nei Rend. della R. Acc. dei Lincei, Vol. 11, 2. sem., 1902).

1. In un lungo lavoro che ho ancora in corso sul campo spettrale ultravioletto, ho avuto occasione di portare delle modificazioni all'ordinario metodo di uso del reticolo di Rowland per lo studio dei raggi più refrangibili.

Credo utile pertanto darne una breve relazione, in attesa della pubblicazione dell'intero lavoro.

Io avevo bisogno di uno spettro molto intenso e molto ricco di righe e di bande.

La prima di queste necessità si presenta nella maggior parte dei lavori con lo spettro ultravioletto, perchè soltanto

1) Sur le développement de l'électr. au contact de l'air et de l'eau. Soc. physiog. de Lund 1894.

2) Questo lavoro fu eseguito nel R. Istituto Fisico di Roma con l'aiuto e la direzione dei Proff. Blaserna e Sella ai quali l'autore porge i più sentiti ringraziamenti.

3) Lavoro eseguito nell'Istituto di Fisica della R. Università di Pisa, diretto dal Prof. A. Battelli.

allora riesce facile e rapido l'esame dei raggi d'onda più corta, quasi sempre deboli e facilmente assorbibili dai mezzi interposti.

La seconda condizione, cui non è possibile soddisfare se non osservando sovrapposti gli spettri emessi contemporaneamente da vari corpi, conduce ad una grande complessità di righe e di bande e richiede quindi una grande dispersione affinchè riesca poi possibile distinguere e misurare gli elementi di quei complessi che differiscono per frazioni piccolissime di lunghezza d'onda. Per questa ragione non è allora possibile adoperare lo spettro ultravioletto del primo ordine che, pur essendo sufficientemente luminoso, possiede una dispersione troppo debole.

Lo spettro del secondo ordine, cui bisognerebbe allora ricorrere, presenta altri difetti: è poco luminoso e gli si sovrappongono spettri di altri ordini; cioè da una parte lo spettro luminoso del primo ordine a cominciare dal violetto e dall'altra l'estremo ultravioletto del terzo.

La presenza di questi spettri rende penosa l'interpretazione delle osservazioni e ne maschera i risultati; bisognerebbe allora procedere alla separazione mediante prismi di quarzo. In tal modo però può venire a mancare la ragione che indusse ad adoperare il reticolo di diffrazione, cioè quella di eliminare ogni mezzo assorbente.

Tali essendo i termini del problema, espongo subito il modo come l'ho risoluto.

2. Il reticolo da me adoperato ha un raggio di curvatura di 3 metri e 14438 linee per pollice.

La sua installazione è semplice e non differisce sostanzialmente dalle ordinarie. Due doppie guide costituite da grosse lastre di vetro da specchi lunghe oltre 3 metri, spianate accuratamente sui bordi, sono poste ad angolo retto in un piano rigorosamente orizzontale. Su ciascuna doppia guida scorre una slitta metallica, portante una doppia piattaforma munita di viti micrometriche, di registro e di livello. Su una delle doppie piattaforme riposa il reticolo R, sull'altra il sistema oculare O (fig. 1). Un tirante di ottone RO riunisce le slitte;

nel suo punto medio M è attaccata, in modo da essere facilmente registrata, una seconda asta MC rigida e leggiera che può scorrere colla sua estremità, provvista di una punta, dinanzi ad un lungo telaio T_1 T_2, incurvato come la circonferenza di diametro RO e poggiato su un cavalletto da fotografia.

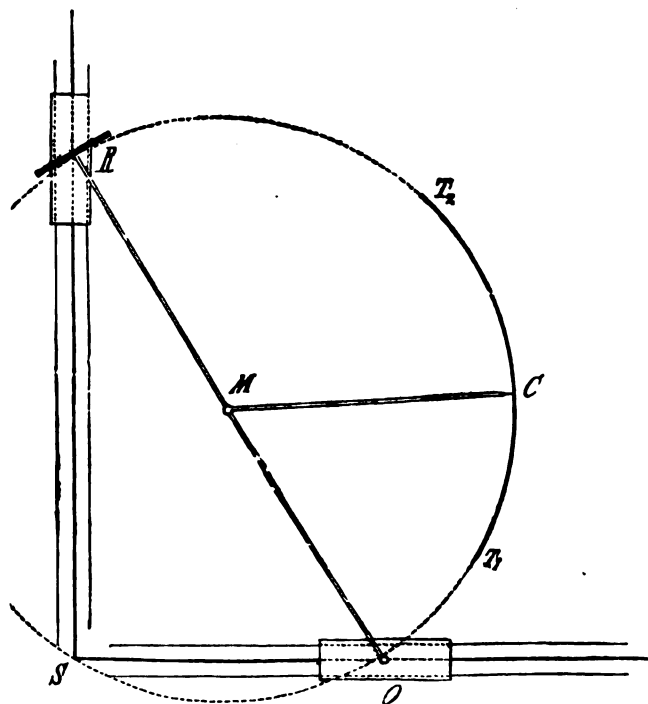



Fig. 1.

Su una delle lastre di vetro è attaccata una scala graduata, sulla quale sono notate le lunghezze d' onda corrispondenti alle posizioni del reticolo e le distanze dell' oculare O dalla fenditura, posta nel punto di incontro S delle linee mediane delle doppie guide.

3. Dalla teoria del reticolo è noto che con una tale disposizione si possono, al solo scorrere delle slitte, osservare gli spettri normali dei primi tre ordini, i quali si trovano ad ogni

istante situati sulla circonferenza di diametro RO. Ma poichè esiste luminosità in tutti quei punti per i quali si verifichi la relazione

$$e\,(\text{sen}\,i + \text{sen}\,\vartheta) = N\,\lambda\,, \tag{1}$$

fra la costante e, gli angoli i e ϑ di incidenza e di diffrazione contati a partire dalla retta RO, l'ordine N e la lunghezza d'onda λ, così gli spettri ora rammentati non sono i soli forniti dal reticolo. Altri se ne formano infatti dalla parte opposta, a destra — cioè — di chi guardi il reticolo, e precisamente fra questo e la imagine S' della fenditura regolarmente riflessa (fig. 2).

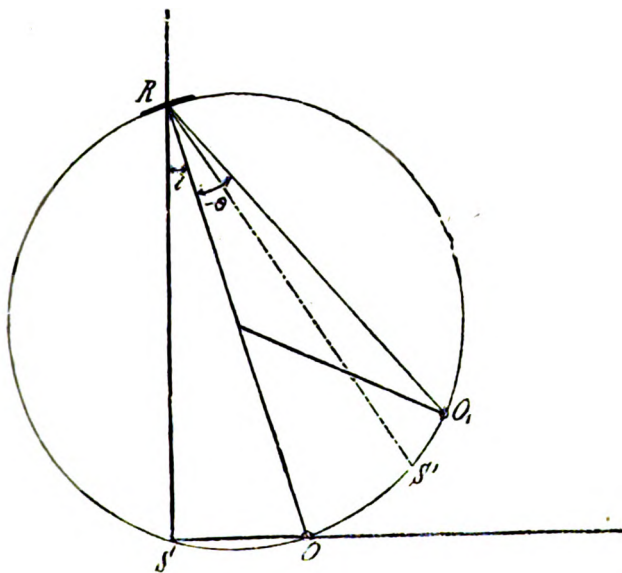



Fig. 2.

Per le proprietà fisiche, gli spettri situati a destra differiscono da quelli situati a sinistra per essere più alti, più luminosi e più dispersi di questi, come ha anche notato il Prof. Rizzo descrivendo una disposizione [1]) da lui creduta vantaggiosa per il loro studio.

1) G. Rizzo. Atti Acc. di Torino, Vol. 34.

E infatti se si osserva che per questi spettri i e ϑ riescono sempre di segno contrario, si scorge subito dalla formola precedente che i successivi valori ϑ corrispondenti ad una lunghezza d' onda fissa vanno aumentando in valore assoluto, col crescere dell' angolo i. E allora dalla formula

$$\frac{d\vartheta}{d\lambda}=\frac{N}{e\cos\vartheta}$$

che esprime la dispersione in funzione di ϑ, si ricava che anche la dispersione cresce con i.

Spostando quindi il reticolo da una posizione R_1 ad un'altra R_2 per modo che sia $i_2 > i_1$, si otterrà uno spettro ultravioletto del primo ordine I_2 più disperso per tutta la sua estensione e a parità di lunghezza d' onda, dello spettro I_1 corrispondente alla prima posizione. Aumentando notevolmente il valore dell' angolo d' incidenza, si potrà far raggiungere a tale spettro di destra del primo ordine una dispersione che si avvicini o superi quella posseduta dallo spettro normale del secondo ordine.

In ciò consiste appunto il metodo che ho seguito.

Quando tutta la montatura del reticolo è esatta, una pellicola stesa sul telaietto rigorosamente incurvato come la circonferenza di diametro RO corrispondente alla assunta posizione del reticolo è, diciamo così, anch' essa a foco e può ricevere l' impressione delle imagini spettrali. In un tale spettro, è vero, la dispersione non è costante, poichè essa cresce con λ; però in molti casi ciò non costituisce un inconveniente.

In queste fotografie riesce semplice anche il calcolo ed il riconoscimento delle lunghezze d' onda; raccogliendo sempre sulla stessa pellicola l' imagine della fenditura regolarmente riflessa e lo spettro, se s è la distanza fra una riga qualsiasi e quella imagine, per la precedente relazione (1) si ha, come è noto, facendo $N=1$:

$$\lambda=2\,e\,\text{sen}\,\frac{s}{4r}\cos\left(i-\frac{s}{4r}\right).$$

dove λ è espresso per i valori di s e di i e $2r=RO$.

Le distanze s si misurano sulle pellicole dopo che queste sono state sviluppate e asciugate. Quanto ai valori dell' incidenza i, essi si possono ricavare leggendo le distanze SO (fig. 1) segnate sulla scala che, come ho già detto, è unita all'apparecchio. Se poi nell'oculare comparisce una riga la cui lunghezza d' onda sia conosciuta, allora l' angolo di incidenza sarà noto senz' altro, e con maggiore precisione, per mezzo della formola

$$\text{sen}\, i = \frac{N \lambda}{e}.$$

Con questo metodo ho ottenuto delle fotografie di una nitidezza, di una intensità e di una dispersione inaspettate e sono stato in grado di compiere degli studi, nei quali avrei dovuto necessariamente valermi dello spettro normale del secondo ordine.

Ho potuto così evitare gli inconvenienti presentati da quest' ultimo ed approfittare al tempo stesso di quella singolare luminosità che distingue lo spettro di destra del primo ordine.

CORRISPONDENTE ELETTRICO DEL DIAMAGNETISMO.

Esperienza di L. PUCCIANTI.

È noto che l'induzione magnetica e l'induzione elettrostatica in corpi dielettrici presentano una perfetta analogia. Sono pure notissime le esperienze che dimostrano:

1° L'attrazione da parte di un magnete di un corpo di induttività magnetica maggiore di quella del mezzo;

2° La repulsione di un corpo di induttività magnetica minore di quella del mezzo:

3° L'attrazione da parte di un corpo elettrizzato di un corpo di costante dielettrica maggiore di quella del mezzo.

Vero è che su quest'ultima si dovrebbe, a parer mio, insistere nei corsi e nei trattati elementari più assai di quel che non si faccia, perchè in essa è il vero corrispondente elettrico dell'azione di un magnete sopra un corpo paramagnetico. Del resto questa esperienza non presenta nessuna difficoltà; e solo si deve avvertire, perchè sia rigorosa, che è necessario farla con un corpo ben isolante.

Ma per rendere compiuta l'analogia è necessaria e, a quanto io sappia, non è mai stata eseguita, una quarta esperienza, la quale mostri che un dielettrico dotato di costante dielettrica minore di quella del mezzo presenta, in un campo elettrico, un comportamento analogo a quello, che presenta, in un campo magnetico, un corpo diamagnetico, o in generale dotato di induttività minore di quella del mezzo.

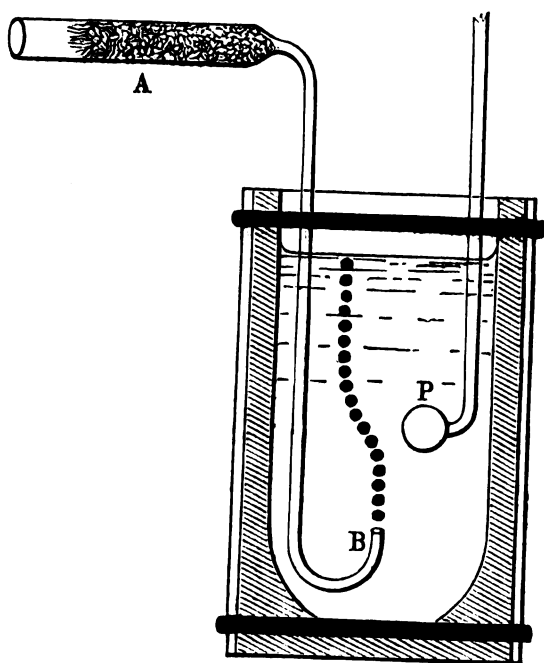
Per suggerimento del Prof. Ròiti ho effettuata questa esperienza, cercando di disporla nel modo più semplice possibile, poichè essa ha più che altro un valore didattico, ed è bene che possa essere eseguita in un corso anche elementare.

Essa non è però di facile riuscita come le altre. Se si cerca di rivelare queste azioni con solidi immersi in liquidi, si va incontro a quei fenomeni assai complicati, dovuti a trasporti di cariche per convezione e conduzione, che han dato

argomento a ricerche del Quincke e dell' Heydweiller e del Vicentini.

La cosa invece riesce bene, se si ricorre a bolle d' aria formate in seno all' olio di vaselina, che è certo fra i liquidi uno dei migliori isolanti.

Per fare questa esperienza uso di un vaso formato da un pezzo a U di ottone a cui si applicano due lastre di vetro da specchi tenute a posto da due elastici. Esso è ripieno di olio di vaselina; vi è immersa una pallina metallica P por-

tata da un filo grosso, coperto di mastice e bene isolato, e vi pesca il tubo di vetro AB colla sua parte capillare ripiegata in su, il quale serve a produrre le bolle di aria.

La parte non capillare è piena di cotone molto pigiato, a fine di rendere le bolle più piccole, e il loro succedersi più regolare. Si spinge l' aria in questo tubo con una tromba, o meglio vi si guida da un recipiente in cui sia stata preventivamente compressa.

In ogni caso è necessario regolare con cura il getto perchè le bolle si succedano rapidamente in una specie di catena non interrotta. Essa giunge alla superficie in linea retta, finchè la pallina P sia scarica; ma se questa si porta con una macchina elettrica ad un potenziale corrispondente a due o tre mm. di scintilla, sia esso positivo o negativo, la successione delle bolle si incurva in senso da allontanarsi dalla pallina, assumendo la forma indicata dalla figura. Riprende l' andamento verticale, appena essa sia scaricata.

L' esperienza può essere resa visibile a molte persone, proiettando sopra uno schermo, con una lampada elettrica e una lente, un' immagine convenientemente ingrandita dell'apparecchio. In tal caso la dimostrazione riesce chiara, specialmente se si mandino le bolle con una successione così rapida, che all' occhio facciano l' impressione di una striscia continuata.

R. Istituto di Studi Superiori in Firenze.
Decembre 1902.

LIBRI NUOVI

SUR LES PRINCIPES FONDAMENTAUX DE LA THÉORIE DES NOMBRES ET DE LA GÉOMETRIE,

di H. LAURENT.

(G. Carré. Paris).

Questo volumetto, si compone di due parti nettamente distinte. La prima riguarda i fondamenti dell' aritmetica, per porre i quali l' A. evita i soliti assiomi, ad essi sostituendo poche semplici ipotesi cioè quella dell'esistenza di quantità suscettibili d'esser divise in un numero qualunque di parti uguali, definendo naturalmente tale operazione, e quella che, quando una quantità va sempre crescendo (o decrescendo), senza divenir più grande (o più piccola) d' una quantità fissa, essa ha un limite. L' A. mostra come su queste sole ipotesi speciali si fondi tutta la teoria dei numeri, da esse potendosi logicamente dedurre ogni altra proposizione, ed afferma doversi seguire per

intero i suoi concetti in ogni corso d'algebra, se non nei corsi d'aritmetica dedicati ai giovinetti nuovi agli studi di matematica.

Nella seconda parte il sig. Laurent espone anzitutto i principj della geometria analitica — euclidea, ellittica ed iperbolica — dell'iperspazio, espressamente dichiarando di trattare un ramo dell'analisi pura, col prendere in prestito dalla Geometria il suo linguaggio figurato solo per semplicità. Mostra nel seguito chiaramente come spetti all'esperienza lo stabilire con quale delle dette tre geometrie sia possibile identificare la geometria del nostro spazio.

L'esposizione è in tutto il libro facile e piana, e la lettura ne è singolarmente attraente. D. G.

LEHRBUCH DER PHYSIK,

von E. RIECKE.

(2. edizione., 2. Vol. Leipzig, Veit et C. 1902),

Questo 2.° volume dell'interessante trattato, di cui già furono riferiti i pregi principali, (cfr. *N. Cim.* (5), 3, p. 244), comprende la elettricità, il magnetismo e il calore. — L'esposizione dell'elettricità è fatta secondo i concetti moderni della teoria degli elettrioni, e specialmente interessanti sono i capitoli sulla scarica elettrica nei gas, che è interamente nuova in questa seconda edizione, e quello della elettroottica, nel quale molti paragrafi tengon conto delle ultime scoperte e delle teorie moderne.

Anche nella trattazione del calore, l'A. si è tenuto al corrente degli ultimi progressi della scienza.

A. STEFANINI.

DIE DORSTELLUNG DE CHROMS UND SEINER VERBINDUNGEN,

von Dott. MAX LE BLANC.

(Halle, W. Knapp. 1902).

È il 3.° volume della raccolta pubblicata dall' Engelhardt (cfr. *N. Cim.* (5), 3, p. 392). Esso contiene l'indicazione di tutti i metodi che a tutto il 1901 sono stati proposti per ottenere il

cromo e i suoi composti mediante la corrente elettrica. La trattazione del Le Blanc è così completa, che rende inutile la consultazione dei lavori originali su questo soggetto.

A. S.

RIVISTA

Comptes Rendus. T. CXXXIV, Aprile 1902.

De Forcrand e Massol. *Sul calore di solidificazione dell'ammoniaca liquida* (pp. 743-745). — Dopo avere rilevato come il calore di dissoluzione a + 10° dell'ammoniaca liquida presa a — 77° (cioè 1 cal. 77), determinato da uno degli A., poteva ritrovarsi con metodi diversi da quello allora seguito, gli A. rilevano le analogie esistenti tra l'acqua e l'ammoniaca.

I pesi molecolari infatti e, per conseguenza, le densità gassose sono quasi le stesse. L'attitudine a formare combinazioni di addizione con un gran numero di composti saturati è pure generale: la stabilità di queste combinazioni di addizione è del tutto comparabile, e le loro formule sono frequentemente le stesse. Il potere dissolvente dell'ammoniaca liquida è stata comparata a quello dell'acqua. Ambedue danno, per perdita di idrogeno, residui monovalenti OH e AzH^2, che sono particolarmente atti a fissarsi su altri radicali monovalenti e a imprimere loro un carattere speciale.

La differenza più netta che separa l'acqua dall'ammoniaca sta nel valore assoluto del calore di volatilizzazione molecolare L al punto di ebullizione (9,65 per l'acqua e 5,73 per l'ammoniaca). La differenza è $3^{cal},92$, ma gli A. osservano che essa dipende dalla differenza che esiste tra i due punti di ebullizione.

Le Cadet G. *Dispositivo di elettroscopio atmosferico registratore* (pp. 745-747). — In questa Nota l'A. descrive un dispositivo, col quale intende eseguire misure elettriche al vertice del Monte Bianco. L'A. con questo apparecchio ha cercato:

1° di realizzare un collettore di elettricità che fosse sottratto alle difficoltà che offre, in quella stazione elevata e per una osservazione di lunga durata, l'impiego sia di uno sgocciolamento di acqua, sia di una fiamma;

2° di ottenere la registrazione continua delle indicazioni dell'elettroscopio trasportabile di Exner che gli ha servito, nelle

sue ascensioni in pallone libero, per determinare la variazione del campo elettrico coll' altezza.

DESLANDRES H. *Sugli spettri delle bande dell' azoto* (pp. 747-750).

NORDMANN L. *La causa del periodo annuo delle aurore boreali* (pp. 750-752). — Dopo avere rilevato come, nelle latitudini medie, la frequenza delle aurore boreali subisce una doppia periodicità annua, di guisa che i massimi hanno luogo agli equinozi e i minimi ai solstizi, l'A. cerca di spiegare col ragionamento la causa di questa periodicità. I ragionamenti svolti dall'A. sono indipendenti da ogni ipotesi sulla produzione e sulla natura delle aurore boreali: essi suppongono semplicemente che il sole sia uno dei fattori di questa produzione, e che le aurore si producano con tanta maggiore intensità, quanto minore è il tempo in cui l' atmosfera è stata sottratta all' azione dei raggi solari. Questo fatto d' altra parte, secondo l' A., è dimostrato dalla variazione diurna delle aurore, corrispondendo il massimo apparente di frequenza alle prime ore della sera.

BRILLOUIN. *Oscillazioni proprie delle reti di distribuzione* (pp. 768). — Pomey ha, nei *C. R.* del 24 Marzo 1902, dato una dimostrazione semplice e rapida di una proprietà importante delle reti di distribuzione elettrica: che cioè, in assenza dei condensatori, le intensità delle correnti sono tutte della forma $\Sigma \, Ce^{\lambda t}$, dove le λ sono reali e negative. Non vi sono quindi oscillazioni smorzate o no.

L'A. dopo avere notato come questa stessa proprietà fosse stata da lui prima dimostrata nel 1881, rivendica la priorità dell' enunciato e della dimostrazione di essa a Helmoltz, il quale ne ha trattato fino dal 1851.

FORCRAND (DE). *Sulla relazione* $\frac{L+S}{T} = \frac{Q}{T} = K$ (pp. 768-770). — L'A. ha già mostrato in una Nota precedente che si poteva dedurre da alcuni dati relativi ai cloruri metallici ammoniacali il valore di $L+S$ per AzH^3, cioè $L+S = +7^{cal},695$.

In questa Nota controlla quel risultato facendo la somma dei due termini L e S determinati direttamente. Dividendo quindi $L+S$ per la temperatura di ebullizione, $240^{o},5$, ottiene approssimativamente 32, cioè il valore dato per i cloruri metallici ammoniacali per $\frac{Q}{T}$ o per $\frac{q}{T}$. Ne viene dunque, pel caso dell'ammoniaca, la dimostrazione della legge, che ritiene generale, da lui già enunciata, che:

In tutti i fenomeni fisici o chimici, il calore di solidificazione di una molecola di un gas è proporzionale alla sua temperatura (assoluta) di volatilizzazione sotto la pressione di 760 mm.

BERTHELOT. *Ricerche sulle forze elettromotrici* (pp. 793-807). — L'A., in questa Nota, dopo avere definito che cosa si deve intendere pel calore chimico vero, per calore chimico apparente e per calore voltaico, riporta i risultati delle sue nuove esperienze stabilite allo scopo di approfondire lo studio delle f. e. m. sviluppate da elementi di pile costituite per mezzo di semplici miscugli liquidi, e per definire le relazioni tra queste f. e. m. e le quantità di calore sviluppate da miscugli simili.

Le sue esperienze si riferiscono ai seguenti sistemi:

1° Reazione di un acido libero su una base libera, come la soda o l'ammoniaca;

2° Reazione di un acido sul suo sale di soda o di ammoniaca;

3° Reazione di una base alcalina disciolta, come la soda o l'ammoniaca, sul sale che essa forma con un acido;

4° Reazione di un acido sul sale di un altro acido e specialmente sul bicarbonato di soda;

5° Azione reciproca di due dissoluzioni disugualmente concentrate di uno stesso sale;

6° Influenza dell'atmosfera gassosa, e specialmente dell'idrogeno, sugli elettrodi, con applicazione alla pila di Grove.

Passa quindi a esaminare se pile costituite da miscugli liquidi di acidi, di basi e di sali, dell'ordine di quelle da lui studiate, sono suscettibili di un flusso elettrolitico sensibile, capace cioè di produrre un lavoro chimico esterno continuo, di grandezza apprezzabile. I risultati di cinque serie di esperienze portano che le f. e. m., sovente considerevoli, che sono sviluppate dalla riunione di un gran numero di elementi di pila, costituite da reazioni semplici di neutralizzazione o analoghe, non danno luogo che a sviluppi insufficienti di elettricità per produrre fenomeni di elettrolisi esterna apprezzabili, e specialmente suscettibili di intervenire nella chimica fisiologica.

SAGNAC G. *Principio di un nuovo rifrattometro interferenziale* (pp. 820-821). — Il principio su cui si basa l'apparecchio descritto in questa Nota è il seguente:

Siano M e M' due superfici riflettenti piane, ben levigate, e parallele fra loro. Rischiariamo normalmente questo sistema per mezzo di un fascio luminoso uscente da una lente L, aplanetica per le onde piane perpendicolari all'asse, nel fuoco principale della quale è posta una sorgente di luce sufficientemente mono-

cromatica. Ciascun punto della sorgente fornisce all' uscita dalla lente L un sistema di onde piane, che i due piani M e M' sdoppiano in due sistemi di onde piane parallele, riflesse sotto la stessa incidenza, prossima a zero, e che presentano fra loro una differenza di cammino $2\,e\cos i$, designando con e la distanza dei due piani paralleli. Le vibrazioni corrispondenti a questi due sistemi di onde si riuniscono, dopo avere attraversato la lente L, in uno stesso punto O (vicinissimo a F se l' incidenza i è piccolissima). Poichè e è costante, la differenza di cammino non dipende che dalla incidenza i, e varia colla posizione del punto O nel piano focale della lente L. Si hanno così le condizioni generali che definiscono la produzione di un sistema di frange localizzate all' infinito.

L'A. osserva che il nuovo dispositivo può essere preferito a quello di Michelson quando interessa avere una temperatura rigorosamente la stessa nelle regioni corrispondenti di due fasci interferenti.

Janet P. *Alcune osservazioni sulla teoria dell'arco cantante di Duddell* (pp. 821-823). — L'A. dimostra, come già aveva segnalato Duddell, che la derivata della differenza di potenziale agli estremi dell' arco rapporto alla corrente circolante nell' arco stesso, deve essere negativa. Ciò che ha luogo con carboni omogenei, anche per oscillazioni raggiungenti la frequenza da 1000 a 10000 per secondo.

Se la resistenza r del circuito derivato è piccola rapporto alla resistenza R del reostato, l'A. trova

$$\left[\frac{d\,(V_A - V_B)}{di}\right] = r.$$

Sembra dunque, osserva l'A., che, perchè le oscillazioni si producano, occorra che il regime dell' arco sia tale che il valore assoluto della sua resistenza apparente (negativa) sia uguale alla resistenza del circuito derivato.

L'A. rileva infine che l' arco cantante di Duddell fornisce un mezzo notevole di ottenere, per mezzo di una f. e. m. continua, una corrente alternativa.

Dopo avere notato l' interesse che presenta lo studio dei valori delle correnti e la ripartizione delle energie nelle diverse parti dei circuiti, l'A. si limita in questa Nota a riassumere i risultati ottenuti.

Eginitis B. *Variazioni dello spettro delle scintille* (pp. 824-825). — Allorchè i poli fra cui scoccano le scintille contengono

metalli diversi, le variazioni della self-induzione del circuito modificano profondamente la composizione della luce delle scintille.

L'A. ha studiato il fenomeno nel caso di due poli di alluminio, di 1 mm. circa di diametro, coperti fino a una distanza di 2 mm. dalle loro estremità da una piccolissima quantità di sodio metallico. Ha osservato che quando si fa crescere la self-induzione, le righe dell'alluminio diminuiscono d'intensità rapidamente, mentre l'intensità della riga gialla del sodio aumenta sempre più. Aumentando sempre più la self-induzione del circuito, le righe dell'alluminio diventano sempre più corte e infine tutto il suo spettro viene eliminato. Al contrario, durante questo tempo, la riga gialla del sodio diventa sempre più brillante, e le doppie verde e rossa appariscono e raggiungono un'intensità notevole. L'A. ha ottenuto l'eliminazione completa dello spettro dell'alluminio e delle righe dell'aria, per una capacità di 0,0085 microfarad, con una self-induzione di 0,0002 henry circa, quando la distanza dei poli non sorpassava 1 mm. o $1^{mm},5$.

Se la self-induzione del circuito continua ad aumentare, la sparizione dello spettro dell'alluminio persiste, e la riga gialla del sodio, dopo essere stata estremamente brillante, diminuisce d'intensità a partire da un certo valore.

I valori della self-induzione che eliminano lo spettro dell'alluminio variano colle distanze dei poli, aumentando all'aumentare di esse.

L'A. rileva che questo fenomeno presentato dai due metalli, alluminio e sodio, si ritrova con più altri metalli, e che per uno stesso metallo, i valori della self-induzione, che eliminano lo spettro di un altro, variano colla natura di quest'ultimo.

L'A. osserva inoltre che l'eliminazione dello spettro di uno dei metalli è qualche volta difficile, e non è sempre possibile, come nel caso dei metalli Hg, K e Na. Sovente l'aumento della self-induzione ha solamente come risultato la diminuzione della intensità delle righe di uno dei metalli, o il cangiamento di più righe in righe corte.

Dopo avere osservato che l'eliminazione dello spettro di un metallo può ottenersi senza la presenza immediata di un altro metallo sullo stesso polo, l'A. conclude che i metalli i cui spettri si eliminano o diminuiscono d'intensità, sono quelli che danno piccolissime quantità di vapori. Al contrario i metalli il cui spettro resta e aumenta d'intensità, sono quelli che sono molto volatili.

L'A. infine si riserva in un' altra Nota di mostrare come questo fenomeno può essere collegato alle variazioni degli spettri di un metallo e del mezzo ambiente, studiati da Hemsalech.

THOVERT J. *Diffusione retrograda degli elettroliti* (pp. 826-827). — Se si fa diffondere una soluzione di un acido a cui sia aggiunto un altro elettrolito, con una soluzione di questo elettrolito aggiunto, si constata che quest' ultimo corpo, ripartito dapprima in modo uniforme in tutto il liquido, si concentra in alcuni punti durante i primi istanti dell' esperienza.

L'A. riporta qui i risultati delle sue esperienze, e ne dà la spiegazione mediante la teoria elettrolitica della diffusione.

VASILESCO-KARPEN N. *Sulla reazione magnetica dell' indotto delle dinamo* (pp. 827-829).

ROCHEFORT O. *Osservazioni sul funzionamento dei* cohéreurs e autodecohéreurs (pp. 830-831). — L'A. dai suoi studi sugli *autodecohéreurs* in uso è stato condotto a concludere che *tutti i* **cohéreurs a decoesione** *spontanea possono esser portati allo stato di* **cohéreurs ordinari** *col diminuire la pressione dei contatti imperfetti.* Le esperienze intraprese dall' A. non gli permettono ancora di generalizzare la reciproca, per quanto abbia constatato che alcuni radioconduttori a contatto metallo-metallo e a limatura possono facilmente essere portati allo stato di *auto-decohéreurs*, allorchè si aumenta la pressione.

FORCRAND (DE). *Sulla composizione degli idrati di gas* (pp. 835-838). — Il numero n di molecole di acqua combinate alla molecola gassosa, secondo la dimostrazione dell'A., può ottenersi da una delle due formule:

$$n = \frac{Q' - Q}{1430}$$

$$Q' = L + S + n \times 1430 + \frac{T' - T}{D} \times 1000 ,$$

nelle quali Q è il calore di formazione dell' idrato solido a partire dal gas e dall' acqua *solida*, Q' il calore di formazione a partire dalla molecola gassosa e dall' acqua *liquida*, T la temperatura di ebullizione del gas sotto la pressione di 760 mm., T' la temperatura (assoluta) per la quale l' idrato ha una tensione di 760 mm., e infine D l' equivalente termico della vaporizzazione (in media 33$^{\prime\prime}$,33).

BERTHELOT. *Su alcuni fenomeni di polarizzazione voltaica* (pp. 865-873). — Una serie di esperienze eseguite dall' A. prova

che l' ossigeno dell' atmosfera ambiente non esercita alcuna influenza sulla polarizzazione, almeno immediatamente. Mostra inoltre che l' assorbimento dell' ossigeno dell' atmosfera da parte del pirogallo non ha un' influenza sensibile immediata sulla f. e. m., risultando questa quasi interamente dalle reazioni chimiche interne della pila, almeno fino a quando non si sottopone il miscuglio di ossigeno e di liquido a una violenta agitazione.

Altre esperienze hanno mostrato l' influenza polarizzante di un' atmosfera d' idrogeno, esercitata senza dubbio coll'intermediario della sua condensazione per mezzo del platino, cioè al polo negativo. A questo polo si manifesta l' influenza del pirogallo, influenza simile a quella dell' idrogeno.

L'A. infine ha studiato diverse reazioni, dalle quali risultano fenomeni di polarizzazione complicati, dipendenti dalla grandezza relativa delle f. e. m. di segno contrario, messe in giuoco a ciascuno dei due poli: questi fenomeni tendono a diminuire, e a ridurre perfino verso zero, le f. e. m. normali e a cambiare di segno i due elettrodi: l' elettrodo, reso positivo da una reazione semplice, potendo diventare negativo per l' effetto polarizzante delle reazioni secondarie.

BERTHELOT. *Sui processi destinati a constatare l' azione elettrolitica di una pila* (pp. 873-876). — L'A. riferisce in questa Nota le prove da lui eseguite per constatare l' azione elettrolitica di una pila. Queste prove, nei casi dubbi, e sopratutto quando le f. e. m. sembravano insufficienti, sono state dall' A. eseguite aggiungendo all' acqua acidulata del voltametro alcuni centimetri cubici di una soluzione di pirogallo, il quale assorbe l' ossigeno che tende a prodursi al polo positivo, cioè a manifestare fenomeni di elettrolisi, con una f. e. m. minore della metà di quella che determina la decomposizione dell' acqua semplicemente acidulata. Impiegando questo agente ausiliare, l' idrogeno si sviluppa solo allo stato gassoso su uno dei fili di platino. Se l' elettrolisi è assai attiva, l' altro filo si ricopre tosto di un inviluppo nerastro, risultante dall' assorbimento dell' ossigeno per parte del pirogallo, inviluppo che d' altra parte si discioglie nel liquido per effetto dell' agitazione. Nel caso in cui l' azione sia troppo lenta, questo inviluppo non apparisce. Quando la f. e. m. aumenta, una porzione dell' ossigeno può svilupparsi simultaneamente allo stato libero.

L'A. rileva che per ben definire questi effetti è utile di guardarsi, allorchè si opera nel vuoto, sopratutto col pirogallo, contro alcuni indizi di sursaturazione gassosa, suscettibili di manifestarsi sotto l' influenza di urti e scosse brusche. A questo fine, è essenziale di constatare la localizzazione dello sviluppo gassoso

d'idrogeno al polo negativo, e di verificare che, quando si invertono i poli, questa localizzazione sia ugualmente invertita.

MACÈ DE LEPINAY J. *Sopra un nuovo metodo per la misura ottica degli spessori* (pp. 898-900). — Il metodo di misura ottica degli spessori, immaginato dall'A. nel 1887 e applicato poi in particolare alla verificazione del chilogrammo [1]), fondato sull'osservazione delle frange di Talbot, presenta l'inconveniente di abbisognare della conoscenza di un dato ausiliare, l'indice di rifrazione della lamina studiata. Ora, quando lo spessore da misurarsi sorpassa 2 o 3 cm., questa operazione da sola limita a $^1|_{600000}$ la precisione che può raggiungersi. È inoltre da temersi, malgrado che l'indice si determini su un prisma tolto dallo stesso pezzo della lamina, che l'indice così misurato e quello della lamina non siano identici.

L'A. ha cercato di eliminare questa doppia causa di errore, e vi è pervenuto combinando l'osservazione delle frangie delle lamine miste con quella delle frangie delle lamine parallele; avendo cura di portare le due serie di misure sulla stessa regione della lastra. Se, infatti, $p\ e\ x + a$ e $P = X + A$ sono i due ordini d'interferenza corrispondenti per la radiazione di lunghezza d'onda λ, x o X essendo le parti intiere, a e A le parti frazionarie, e lo spessore della lastra, il cui indice rapporto all'aria è n, si ha

$$(n-1)\,e = p\,\lambda = (x + a)\,\lambda\,, \qquad 2\,n\,e = P\,\lambda = (X + A)\,\lambda\,,$$

donde si ha

$$2\,e = (P - 2\,p)\,\lambda = (X - 2\,x + A - 2\,a)\,\lambda = (y + b)\,\lambda\,,$$

dove y è un numero intero e b un numero frazionario che si deduce da A e a, senza che sia necessario conoscere i numeri interi X o x.

L'A. si riserva in un'altra Nota di pubblicare la descrizione della disposizione adottata, del modo di osservazione e dei risultati ottenuti.

TOMMASINA T. *Sull'assorbimento della radioattività per parte dei liquidi* (pp. 900-902). — In questa Nota l'A. si limita a descrivere il dispositivo adottato per studiare l'assorbimento della radioattività per parte dei liquidi. Non crede riportare qui le sue esperienze, d'altra parte puramente qualitative, dopo quanto è

1) Ann. de Chim. et de Phy. 6. serie, T. 10, 1887; 7. serie, T. 5. 1895 e T. 11, 1897.

stato pubblicato dal Curie su tale soggetto nei *C. R.* del 17 Febbraio 1902.

BERTHELOT. *Studi sulle pile fondate sull' azione reciproca dei liquidi ossidanti e riduttori — Dissolventi comuni — Azione degli acidi sulle basi* (pp. 933-950). — L'A. in questa Nota si è proposto di esporre un certo numero di esperienze sintetiche, destinate a mostrare per qual ordine di reazioni chimiche, suscettibili di prodursi allo stato normale in seno ai tessuti degli esseri viventi, a mezzo dei principi immediati che li costituiscono, si può riuscire a mettere in libertà per elettrolisi gli acidi, anche i più energici, come l' acido cloridrico e l' acido solforico; acidi la cui esistenza è infatti constatata, per uno di essi, dalle secrezioni dello stomaco, per l' altro alla superficie degli organi di alcuni molluschi.

FÉRY. *La misura delle temperature elevate e la legge di Stéfan* (pp. 977-980). — Dopo avere svolte alcune considerazioni dalle quali l'A. è stato indotto a pensare che la semplice relazione di Stéfan

$$R = a\,(T^4 - t^4)\,,$$

che ad alta temperatura può ridursi all' altra

$$R = a\,T^4\,,$$

può servire alla misura di temperature, la cui misura non è possibile con altri metodi, l'A. descrive un pirometro a radiazioni calorifiche, da lui ideato, misurante la temperatura dei solidi raggianti per mezzo dell' innalzamento di temperatura di un corpo termometrico convenientemente scelto.

GUILLEMIN. *Scala universale dei movimenti periodici, graduata in sawarts e millisawarts* (pp. 980-982). — In acustica si impiegano sopratutto due unità: l' *ottava* per i grandi intervalli, il *comma* per i piccoli. L'A. osserva che sono entrambi molto incomode, perchè per valutare la grandezza di un intervallo $\frac{m}{n}$ bisogna applicare una delle due formule

$$x_{\text{ott}} = \frac{\log \frac{m}{n}}{\log \frac{2}{1}} \quad \text{e} \quad y_{\text{comma}} = \frac{\log \frac{m}{n}}{\log \frac{81}{80}}\,,$$

che richiedono calcoli numerici laboriosi.

L'A. propone quindi di sostituire all' *ottava* e al *comma* il *savart* Σ e il *millisavart* σ, chiamando *savart* l' intervallo $\frac{10}{1}$ il cui log = 1 e vale 3 ottave + una terza maggiore. Con questa unità le formule scritte sopra diventano semplicemente

$$x_{\Sigma} = \log \frac{m}{n} \qquad \text{e} \qquad y_{\sigma} = 1000 \log \frac{m}{n}.$$

Dopo avere descritti i vantaggi del millisavart sul comma, l'A. formula le due proposte seguenti:

1° Definire il diapason normale $\Delta = 1000$ M = 434,3.

2° Definire il millisavart $1^{\sigma} = 1000 \log \frac{\Delta + \frac{1}{2}}{\Delta - \frac{1}{2}}$.

In linguaggio ordinario l' A. rileva che il millisavart ha tre definizioni concordanti:

1° È la differenza di due diapason Δ di cui uno è alzato, l' altro abbassato di $^1/_2$ vibrazione;

2° È la differenza fra due diapason facenti un battimento al secondo;

3° È la frazione $\frac{\Delta + \frac{1}{2}}{\Delta - \frac{1}{2}} = 1{,}00230$ il cui logaritmo è 0,001.

BERTHELOT D. *Sulla graduazione delle coppie termoelettriche* (pp. 983-985). — Dopo avere rilevato che bastano due punti fissi per graduare una coppia tra 400° a 1100°, l'A. osserva che i punti più raccomandabili per questo scopo sono il punto di fusione dello zinco (419°) e il punto di fusione dell' oro (1064°): questo ultimo si determina intercalando tra le due estremità dei fili della coppia un sottile filo d' oro da 3 a 4 mm. di lunghezza, e leggendo la f. e. m. al momento della fusione che porta la rottura del circuito.

Dopo avere riportato i risultati da lui ottenuti con due coppie platino-platino irridiato, graduate in tal modo, l'A. indica la disposizione assai semplice da lui adottata per proteggere la coppia dall' attacco dei metalli fusi o bollenti, nei quali si debba piazzare. Per questo ha utilizzato i tubi di porcellana, conosciuti in commercio sotto il nome di tubi di *Rosa*. Dopo avere chiuso una estremità di questi tubi alla fiamma ossidrica, vi ha introdotto la coppia, avendo cura di isolare i due fili della coppia con un minuto cordone di amianto, ripiegato a 8, attraverso a ciascun anello del quale passava uno dei fili della coppia.

L'A. nota infine che con un buon galvanometro si ottiene senza difficoltà una sensibilità di 0°,1 in prossimità di 1000°.

Aubel (van) E. *Sugli indici di rifrazione dei miscugli liquidi* (pp. 985-987). — Contrariamente a quanto aveva affermato il Leduc in una sua recente Nota [1]), che cioè l'energia rifrattiva dei costituenti si conserva nel miscuglio, anche quando si produce una contrazione di volume e uno sviluppo di calore importanti, l'A., dai risultati avuti nei suoi studi sul miscuglio di acetone e di acqua, e di anilina e alcool etilico, trae la conclusione che l'energia rifrattiva $\frac{n-1}{d}$ non si conserva in generale nei miscugli liquidi.

Teisserenc de Bort. *Variazioni della temperatara dell' aria libera nella zona compresa fra* 8^{km} *e* 13^{km} *di altezza* (pp. 987-989). — In questa Nota sono riportati i risultati della discussione delle osservazioni rilevate da 236 palloni-sonde, lanciati dall' Osservatorio di meteorologia dinamica, di cui tutti hanno sorpassato l' altezza di 11 km., 64 hanno raggiunto l' altezza di 14 km. Il fatto più saliente che si rileva da queste osservazioni è il seguente:

1° Mentre in media l' abbassamento di temperatura coll'altezza aumenta a partire dagli strati bassi, e raggiunge nelle regioni già esplorate un valore assai prossimo a quello che corrisponde alle variazioni adiabatiche dell' aria secca, questo abbassamento, in luogo di mantenersi a misura che ci si innalza, come si era supposto, passa per un massimo, poi diminuisce rapidamente, per diventare press' a poco nullo a un' altezza che è, in media, di 11 km.

2° A partire da un' altezza variabile collo stato atmosferico (da 8 a 12 km), comincia una zona caratterizzata dalla debolissima decrescenza della temperatura, o anche da un aumento leggero con alternative di raffreddamenti e riscaldamenti. Non è possibile precisare lo spessore di questa zona: ma, secondo le osservazioni attuali, sembra almeno raggiungere più chilometri.

P. Baccei.

Journal de Physique.

Luglio, Agosto, Settembre, Ottobre 1902.

Hospitalier. *Ondografo* (pp. 409-417). — L' ondografo è un apparecchio che ha per scopo di registrare direttamente, coll' inchiostro, sopra una striscia di carta, in funzione del tempo, le curve rappresentative di un fenomeno elettrico periodicamente e rapidamente variabile (f. e. m., intensità, potenza ecc.).

1) C. R., 17 Marzo 1902, p. 645.

L'A. descrive particolareggiatamente gli elementi che lo costituiscono e il suo funzionamento.

DUFET H. *Sopra la dispersione anomala nei cristalli di solfato di neodidimio e di praseodidimio* (pp. 418-426). — Questi due sali, e sopratutto il primo, presentano un fenomeno che l'A. crede del tutto nuovo: la dispersione anomala degli assi di elasticità ottica.

La presente Memoria ha appunto lo scopo di studiare questo fenomeno.

COLARDEAU E. *Banco per la fotografia stereoscopica a corta distanza. Effetti diversi del rilievo stereoscopico* (pp. 427-440). — Quando si eseguisce la fotografia stereoscopica di un oggetto a piccole distanze con un apparecchio binoculare, si riscontra l'inconveniente che le immagini della parte centrale dell'oggetto non cadono più sui centri delle due parti della lastra dove si devono imprimere le due prove. Inoltre, nel tirare la prova positiva, il decentramento delle immagini suddette sussiste ancora, ma in senso contrario, in modo da costringere gli occhi a uno sforzo dannoso. L'A. ha combinato un dispositivo di banco ottico, che, correggendo il primo difetto, permette di attenuare anche il secondo.

CREMIEU V. *Sopra una bilancia molto sensibile, senza coltello. Sue applicazioni a diverse misure elettriche* (pp. 441-448). — Nelle bilancie a coltello la sensibilità è limitata da varie condizioni meccaniche, prima fra le quali l'effettuarsi delle oscillazioni del giogo non attorno a una linea geometrica, ma a una superficie di contatto.

L'A. ha soppresso questo inconveniente sopprimendone la causa e costruendo delle bilancie leggerissime in cui il giogo è sostenuto da un filo di bozzolo.

Tali bilancie, di cui è descritto l'uso, sono state adoprate dall'A. anche per misure elettriche.

BOSE J. C. *Sulla risposta elettrica della materia vivente e animata sottoposta ad una eccitazione. Due processi di osservazione della risposta della materia vivente* (pp. 481-491). — L'effetto dell'eccitazione sopra una sostanza vivente è generalmente messo in evidenza dalla cosiddetta *risposta*. Nel caso dei tessuti motori, l'eccitazione produce un cambiamento di forma e si può così ottenere una *risposta meccanica*, come pei muscoli. Per altri tessuti, come i nervi, l'eccitazione non produce alcuna modificazione visibile, ma può esser manifestata per mezzo di alcune variazioni di f. e. m. Il vantaggio del metodo d'investigazione elettrica sta nella sua generalità.

Nel caso in cui la risposta meccanica si può osservare, si trova che i risultati delle registrazioni meccaniche ed elettriche sono identici.

I fenomeni di risposta elettrica sono considerati generalmente come l'effetto di una *forza vitale* sconosciuta, inaccessibile all'investigazione della fisica. L'A. si propone di mostrare che questa opinione non è giustificata e che il fenomeno della risposta esiste anche nella materia non vivente. Dalle esperienze eseguite conclude che i fenomeni di risposta non impongono la supposizione di una forza vitale: sono fenomeni fisico-chimici e suscettibili d'esame coi metodi fisici.

Macé de Lépinay J. *Sopra le frangie delle lamine sottili in vicinanza della riflessione totale* (pp. 491-498). — Il Jamin ha segnalato gli aspetti singolari che prendono queste frangie quando si esaminano in luce omogenea sotto un'incidenza vicina a quella che corrisponde alla riflessione totale. Inoltre il Jamin osserva che queste apparenze divengono ben marcate quando si rischiara l'apparecchio colla luce proveniente da una stretta fenditura e decomposta prima con un prisma. La teoria generale non si applica a questo caso perchè in prossimità della direzione limite, a una piccolissima variazione dell'angolo d'incidenza nel prisma corrisponde una variazione considerevole dell'angolo d'incidenza nella lamina sottile.

L'A. dà la fotografia di queste frangie e ne descrive le particolarità esponendone in pari tempo la teoria.

Beaulard F. *Sopra la differenza di potenziale e lo smorzamento della scintilla elettrica a carattere oscillatorio* (pp. 498-503). — L'A., in vista delle ricerche intraprese sulla dispersione elettrica col metodo di Graetz, è stato condotto, per determinare il valore efficace del campo, a studiare la differenza di potenziale agli estremi di un micrometro fra cui avvenga una scintilla oscillante. Dà nella presente memoria, la descrizione del dispositivo adoperato.

Per lo smorzamento trova che questo aumenta, passa per un massimo (per una scintilla di 6 mm.), in seguito diminuisce.

Guillemin A. *Scala universale dei movimenti periodici graduata in savarts e millisavarts* (pp. 504-506). — In acustica si impiegano sopratutto due unità: l'*ottava* per i grandi intervalli, il *comma* per i piccoli. Esse sono molto incomode poichè per valutare la grandezza di un intervallo $\frac{m}{n}$ bisogna applicare una delle due formule

$$x_{\text{ott}} = \frac{\log \frac{m}{n}}{\log \frac{2}{1}} \quad \text{e} \quad y_{\text{comma}} = \frac{\log \frac{m}{n}}{\log \frac{81}{80}}.$$

L'A. propone di sostituire all' *ottava* e al *comma* il *savart* Σ e il *millisavart* σ e chiama savart l' intervallo $\frac{10}{1}$ di cui il log è uguale ad 1 e che è uguale a 3 ottave più una terza maggiore, poichè $\frac{10}{1} = \left(\frac{2}{1}\right)^3 \times \frac{5}{4}$. Con questa unità le formule di sopra si semplificano nelle seguenti:

$$x_\Sigma = \log \frac{m}{n} \qquad \text{e} \qquad y_\sigma = 1{,}000 \log \frac{m}{n} .$$

L' A. termina enumerando i vantaggi del millisavart sul comma.

D'Ocagne. (Estratto da una lettera). *Errata alle tavole di Gilbert per gl' integrali di Fresnel* (pp. 507-508).

Leduc A. *Elettrolisi dell' azotato di argento* (pp. 561-573). — L'A. ha studiato l' elettrolisi dell' azotato di argento in vista della determinazione dell' equivalente elettrochimico di questo metallo. La questione che si presentava dapprima era di sapere se la massa d' argento depositata sul catodo per coulomb dipendeva o no dalle condizioni dell' esperienza. L'A. mostra che effettivamente dipende da numerose circostanze: neutralità, acidità o basicità del bagno, concentrazione, temperatura, densità catodica e anodica della corrente.

L'A. si è inoltre molto occupato dell' influenza delle impurità del bagno; e conseguentemente, dell' anodo che serve a rigenerarlo, trovando che i metalli inferiori all' argento nella classificazione di Dumas non hanno in pratica alcuna influenza, anche a forte dose.

Marage. *Misura dell' acuità auditiva* (pp. 574-583). — L'acuità auditiva si misura per mezzo degli acumetri i quali si possono dividere in tre categorie: quelli che riproducono dei rumori; delle vibrazioni musicali; delle vibrazioni della parola.

L'A. studia successivamente un tipo di ciascuno di questi apparecchi esamina quello che dànno in pratica e se effettivamente misurano l'acuità auditiva.

Crémieu V. *Metodo di regolamento automatico del potenziale di un condensatore. Relais elettrostatico* (pp. 583-588). — L'A. dà la descrizione di un metodo per caricare un condensatore a un dato potenziale mediante una macchina elettrostatica e per sospendere automaticamente il caricamento appena raggiunto questo potenziale. Descrive inoltre un apparecchio che permette tale operazione.

KETTERER A. *Sopra l' azione della tensione e delle radiazioni elettriche sopra il cohérer* (pp. 589-594). — L'A. riguardo all' azione della tensione, ottiene che la resistenza finale del cohérer è tanto più piccola quanto la tensione è più forte. Inoltre esercitano un' influenza notevole la distanza della scintilla, lo stato della superficie degli elettrodi, la loro natura. Un minimo di resistenza si produce con una self-induzione tanto più grande quanto più piccola è l' intensità della corrente.

LIPPMANN G. *Sopra la messa a fuoco di un collimatore o di un cannocchiale colla misura di una parallasse* (pp. 625-626).

LIPPMANN G. *Metodo per verificare se una guida o un regolo sono rettilinei* (pp. 626-627).

NAGAOKA H. e HONDA K. *Magnetostrizione degli acciai-nikel* (pp. 627-632). — L' impiego crescente degli acciai-nikel nella costruzione di strumenti di precisione rende interessante il determinare i cambiamenti di dimensione di queste leghe sotto l'azione di un campo magnetico. Le variazioni di lunghezza furono studiate su acciai-nikel contenenti rispettivamente il 46 %, 36 % e 29 % di nikel.

La lega a 46 % subisce le più grandi variazioni nei campi deboli, ma si avvicina rapidamente a un valore limite; le altre leghe hanno un andamento iniziale meno rapido, ma sembra debbano variare più della prima in campi molto intensi. Inoltre tutti gli acciai-nikel magnetici presentano una forte variazione di volume paragonabile a quella del ferro o del nikel.

GUILLAUME ED. *Note sul lavoro dei Sigg. Nagaoka e Honda* (pp. 633-637).

WEISSMANN G. *L' illuminazione elettrica per mezzo di lampade a incandescenza a filamento di carbone e sopra il sistema economizzatore Weissmann-Wydts* (pp. 637-641). — L'A. mostra che esiste una relazione ben definita tra il rendimento luminoso e il diametro dei filamenti e precisamente il miglior rendimento corrisponde ai filamenti più grossi.

Il principio del sistema economizzatore consiste nell' abbassare in modo conveniente e speciale la tensione della corrente di distribuzione (110 o 220 volta) nel luogo stesso dove viene utilizzata, e nell' impiegare lampade a grosso filamento, di tensione molto inferiore a quella di distribuzione.

FOUSSEREAU G. *Apparecchio semplice per osservare i fenomeni di diffrazione e d' interferenza* (pp. 642-643). — È la descrizione di un apparecchio che può esser costruito colle risorse dei più modesti laboratori, magari dagli stessi studenti, e che permette

di mostrare, senza difficoltà, i principali fenomeni di diffrazione e le frangie d' interferenza d' Young. M. ALLEGRETTI.

Drude's Annalen, Vol. 6°, N. 10, 1901.

ABRAHAM M. ***Energia di onde elettriche propagantisi lungo i fili*** (pp. 217-244). — Studiata in questo lavoro la teoria della propagazione delle onde elettriche lungo un conduttore filiforme, — considerando nell' esempio di due fili paralleli il caso che il circuito sia completato da una corrente propriamente detta e quello del concorso di correnti di spostamento —, vengono esaminate le relazioni fra le quantità caratteristiche della propagazione e la energia elettromagnetica delle onde.

HOLBORN L. ***Ricerche sopra resistenze di platino e i termometri all' etere di pretrolio*** (pp. 242-259). — Seguito delle ricerche sul termometro all' etere di petrolio indicate dal Kohlrausch (*Wied. Ann.*, 60, p. 1, 1897); siccome resistenze di platino vengono impiegate come termometri campioni, l'A. ha l'occasione di continuare le proprie investigazioni già iniziate insieme al Wien.

TAMMANN F. ***Intorno all' influenza della pressione e dell' umidità atmosferica sulle scariche di elettricità statica dalle punte*** (pp. 259-280). — L'A. studia il seguente problema: In qual modo dipende la quantità di elettricità radiata da una punta caricata a un dato potenziale dalla pressione ed umidità atmosferiche?

Una macchina di Wimshurst venne messa in rapida rotazione da un elettromotore. Uno dei poli comunicava colla terra, e l' altro era collegato ad una batteria di sette bottiglie di Leyda, la cui armatura esterna si metteva a terra, essendo l' armatura interna in comunicazione con un voltmetro elettrostatico di Siemens e colla punta radiante.

I risultati vengono riassunti nella formula

$$M_x = M_{76} \frac{1}{\sqrt{\frac{76}{x} - \log \text{nat} \left(\frac{76}{x}\right)}}$$

dove M_x è il valor medio di $\mathbf{M}\,r$ e $\mathbf{M}\,v$ alla pressione di x cm, M_{76} lo stesso alla pressione di 76 cm. essendo M il potenziale minimo e avendo le altre quantità la significazione data loro dal Warburg (*Wied. Ann.*, 67, p. 72, 1899).

THIESEN M. ***Sulla così detta anomalia dell' ossigeno alle basse pressioni*** (pp. 280-302). — L'A. ritiene non inverosimile che l'anomalia dell' ossigeno, la quale corrisponderebbe ad una pressione

di circa 0,7 mm., non esista affatto, avendo errori di esperienza condotto alla sua supposizione.

In tutti i casi non crede si presenti un fenomeno ben definito.

SCHULTZE H. *Intorno all' attrito interno dell' elio e alla sua variazione colla temperatura* (pp. 302-315). — Siccome le esperienze di Lord Rayleigh sono poco attendibili, l'A. studia coll' apparecchio da lui altra volta impiegato all' investigazione dell' argon il coefficiente di attrito dell' elio e sua variazione colla temperatura, nell' intervallo fra 15° e 184°. I valori ottenuti sono superiori di più del 10 per cento a quelli trovati dal Rayleigh per un elio meno puro.

GANZ R. *Dipendenza del trasporto elettrolitico e della forza elettromotrice delle pile reversibili dalle influenze fisiche* (pp. 315-331). — Dedotte le formole generali per la dipendenza del numero di trasporto e della forza elettromotrice da un parametro qualsiasi di stato, l'A. le applica al caso della pressione e a quello della temperatura. I risultati teorici vengono poi verificati collo studio sperimentale dei numeri di trasporto del solfato di zinco.

SANTER F. *Interpretazione delle equazioni del Maxwell del campo elettromagnetico nei mezzi isotropi in riposo* (pp. 331-339). — L'A., col mezzo di apposite combinazioni e modificazioni di alcune ipotesi ben note, mostra come si possa costruire un sistema dinamico semplice e chiaro assai, le cui equazioni di movimento sono affatto analoghe a quelle del Maxwell.

TOEPLER M. *Influenza dei diaframmi sulle scariche elettriche stazionarie attraverso l' aria alla pressione atmosferica* (pp. 339-347). — Si studiano qui le scariche elettriche che avvengono nello spazio esplosivo inserito nel circuito di una macchina di Toepler, essendo gli elettrodi costituiti da una punta metallica e da un piatto semi-conduttore, se si intercalano nello spazio esplosivo dei pezzi metallici o dei diaframmi.

MATTHIESSEN L. *Imagine astigmatica del fondo orizzontale e piano di un bacino d'acqua* (pp. 347-353). — Soluzione completa di un problema ben conosciuto ma sin qui imperfettamente trattato, quello dell' imagine del fondo orizzontale e piano di un bacino d' acqua.

KNOBLAUCH E. *Contribuzione alla conoscenza delle scariche da punte collegate con un polo di Tesla* (pp. 353-373). — Le punte del Tesla non hanno potenziale costante, se vengono collocate davanti ad un piatto metallico a distanza variabile, corrispondendo il valore massimo della loro tensione al momento della disparizione delle scintille dirette fra punta e piatto, allo stesso momento cioè del valore massimo del potenziale del piatto.

Codeste punte emettono contemporaneamente elettricità positiva e negativa.

SILBERSTEIN L. *Integrali simbolici delle equazioni elettromagnetiche* (pp. 373-398). — Ricerche teoriche che non si prestano ad un breve riassunto.

KRENSLER H. *Effetto foto-elettrico in vicinanza al potenziale esplosivo* (pp. 398-412). — Questa ricerca verifica che gli effetti del Hertz e del Hallwachs sono dovuti ad una stessa azione della luce, alla produzione cioè d' una corrente elettrica, e che i metalli poco sensibili ai potenziali bassi mostrano effetti intensivi in vicinanza al potenziale esplosivo, essendo in questo caso le condizioni identiche a quelli dell' effetto di Hertz.

KRENSLER H. *Impiego della corrente fotoelettrica alla fotometria dei raggi ultravioletti* (pp. 412-424). — Siccome l' effetto fotoelettrico è eccessivamente intenso in vicinanza al potenziale esplosivo, codesto fenomeno si presta molto bene alle misure fotometriche dei raggi ultravioletti; si deve però sempre tenersi ad una certa distanza da quel potenziale, onde rimanere nell' intervallo della proporzionalità fra intensità fotometrica ed effetto.

ESCHENHAGEN M. *Elementi del magnetismo terrestre a Potsdam* (pp. 424-428). — L'A. riporta qui i valori degli elementi magnetici osservati a Potsdam nel 1900, e le loro variazioni secolari per l' intervallo dal 1890 al 1900. Pare che la diminuzione annua della declinazione e quella dell' inclinazione siano scemate nel corso dell' ultimo decennio, mentre l' incremento annuo dell' intensità orizzontale ha aumentato un poco.

THIELE H. e ECKARDT M. *Sui robinetti a mercurio* (pp. 428-432). — Elenco delle varie costruzioni dei robinetti a mercurio, a seconda dell' uso a cui sono destinati.

A. GRADENWITZ.

Philosophical Magazine.

Serie 6, Vol. 3 e Vol. 4, 1902.

WILLIAMS W. *Sulla variazione termica dei metalli puri, e su altre questioni affini* (pp. 515-532). — L'A. mediante i dati sperimentali conosciuti, mostra che per molti metalli valgono le relazioni seguenti:

$$\sigma = \frac{K\, m\, V\, \theta}{c\, T} \tag{1}$$

dove σ è la resistenza specifica alla temperatura assoluta θ, essendo K una costante, m la valenza massima, V il volume atomico, T la temperatura assoluta di fusione e c è la costante della rela-

zione $c = V^{1/3} \alpha T$ indicata da Pictet, essendo α il coefficiente di dilatazione del metallo;

$$(2) \qquad \frac{\sigma}{\sigma_0} = (1 + \varepsilon t) \left\{ 1 + \frac{1}{2} (\beta' - \delta') t + \dots \right\},$$

dove σ e σ_0 sono le resistenze specifiche a t^0 e a 0^0 C., $\varepsilon = 0{,}003665$, e β' e δ' son definiti da $\beta' = \frac{\beta}{1 - \frac{273\beta}{2}}$, $\delta' = \frac{\delta}{1 - \frac{273\,\delta}{2}}$, essendo β e δ i coefficienti della variazione termica della dilatazione e del calore specifico;

$$(3) \qquad \varepsilon = \frac{2{,}1\,\beta}{w},$$

dove w è il peso atomico, ed ε l'aumento medio del calore specifico per l'aumento di un grado nella temperatura;

$$(4) \qquad \frac{\sigma_e}{\sigma_s} = \frac{\lambda_e}{\lambda_s},$$

dove σ_e e σ_s sono le resistenze specifiche allo stato liquido e allo stato solido nell'immediata prossimità della fusione, e λ_e e λ_s sono i corrispondenti valori di $\lambda = V^{1/3} \alpha \theta$.

Beattie J. C. e Morrison J. T. *Elementi magnetici al Capo di Buona Speranza dal 1605 al 1900* (pp. 532-535).

Olszewski K. *Determinazione della temperatura d'inversione dell'effetto Kelvin nell'idrogeno* (pp. 535-540). — Per poter liquefare l'idrogeno col processo Linde occorre operare col gas raffreddato al di sotto della temperatura d'inversione dell'effetto Kelvin-Joule; perchè altrimenti l'idrogeno dilatandosi senza eseguire lavoro esterno si riscalderebbe. Per tale temperatura d'inversione Witkowski assegnerebbe i valori — 46° C., ammettendo la coincidenza termodinamica dell'inversione per l'idrogeno e per l'aria, ovvero il valore — 79° C. partendo da una formola empirica di Rose Innes.

Per l'importanza che ha la cognizione esatta di quella temperatura, l'A. ha impreso delle esperienze dirette per determinarla, eseguite con un apparecchio analogo a quello di Linde, e col quale l'idrogeno si espandeva alla pressione atmosferica in un recipiente che poteva esser convenientemente raffreddato. Egli ha trovato che la temperatura d'inversione è per l'idrogeno di — 80°,5;

e da questa ne deduce per la temperatura critica il valore — 232°,6 C.

Ne resulta che si può liquefare l'idrogeno col processo Linde, raffreddandolo preventivamente a circa — 100° C., temperatura che può facilmente ottenersi con anidride carbonica solida ed etere. Adoperando come mezzo frigorifico l'aria liquida, è chiaro per altro che la liquefazione dell'idrogeno verrebbe notevolmente accelerata.

WALKER J. *Sull' analizzatore ellittico di Mac Cullagh e Stokes, e su altre applicazioni di una rappresentazione geometrica dello stato di polarizzazione di un fascio di raggi luminosi* (pp. 541-549). — Dopo aver accennato all'uso di un nicol e di una mica quarto d'onda per polarizzare ellitticamente la luce, l'A. illustra il modo indicato da Poincaré di rappresentare geometricamente lo stato di polarizzazione della luce per spiegare la teoria della polarizzazione rotatoria del Mallard.

TOWNSEND J. S. *Conduttività prodotta nei gas dalla luce ultravioletta* (pp. 557-576). — In alcuni precedenti lavori l'A. ed altri hanno mostrato che certi fenomeni complicati possono spiegarsi con la teoria della generazione degli ioni per mezzo degli urti; ma in tali casi la conduttività era prodotta dai raggi Röntgen.

In questa Nota l'A. mostra come anche producendo gli ioni mediante la luce ultravioletta che cade su una lastra di zinco, la relazione fra il numero totale n degli ioni che raggiungono la lastra positiva posta ad una distanza d dalla negativa, è dato da

$$n = n_0 \, e^{\alpha d} ,$$

essendo n_0 il numero degli ioni prodotti dalla lastra negativa, ed α il numero di quelli prodotti da uno dei precedenti mentre attraversa un centimetro di gas.

Questa teoria spiega gli effetti che la variazione della forza elettrica, della distanza fra le lastre e della pressione esercitano sulla conduttività dei gas; e spiega ancora la grande conduttività che i gas acquistano in campi elettrici rapidamente alternanti, che potrebbe esser dovuta al fatto che gli ioni negativi attraversano una grande distanza prima di scaricarsi sugli elettrodi. Non si spiega peraltro perchè, nel caso dei gas composti, sugli elettrodi si portino i costituenti del gas.

HITCHCOCK F. L. *Sui vettori differenziali* (pp. 576-586). — È uno studio della differenziazione dei vettori, che si collega con gli operatori ∇ e ϕ dei quaternioni.

POLLOCK J. A. e VONWILLER O. U. *Alcune esperienze sulle onde elettriche nei sistemi di fili corti, e sulla capacità specifica induttiva d'una specie di vetro* (pp. 586-606). — L'oscillatore è costituito da un condensatore a dischi circolari la cui distanza può esser variata e misurata esattamente, e da un circuito circolare; talchè se ne può calcolare l'autoinduzione e la capacità. I fili del secondario, che sono fra loro paralleli, comunicano con due piccoli dischi affacciati esternamente a quelli che formano il condensatore, e per rivelatore serve quello di Rutherford a fili di acciaio, la cui smagnetizzazione è studiata con un magnetometro.

Con questa disposizione sono state misurate le lunghezze d'onda sui fili del secondario, sia quando erano liberi sia quando su di essi ponevasi un ponte. Nel primo caso, se le oscillazioni del secondario son forzate, lo sono in modo che il loro periodo libero è prossimo a quello dell'oscillatore, e perciò la distanza fra i nodi lungo i fili non varia continuamente al variare del periodo della scarica. Nel secondo caso le misure eseguite servono a spiegare le variazioni nel massimo delle deviazioni al magnetometro, che si presentano allorchè il ponte si sposta lungo i fili; variazioni dovute al fatto che le vibrazioni del circuito primario sono forzate, e non sono vibrazioni libere del sistema.

Allorchè il ponte si tien fisso, la grandezza della deviazione dovuta al rivelatore dipende dal periodo d'oscillazione del circuito primario. Ritenendo quindi costante l'induzione, le deviazioni cambiano rapidamente con la capacità; e ciò dà il modo di determinare con molta precisione la capacità specifica induttiva di una sostanza, che sia posta fra i dischi del condensatore. Con questo metodo gli A. trovano per una qualità di vetro il valore $K = 7,79$.

WOOD R. W. *Assorbimento, dispersione e color superficiale del selenio* (pp. 607-622). — Per mezzo di sottili prismi e di esilissimi strati di selenio, l'A. determina l'assorbimento e la dispersione di quelle sostanze nelle varie regioni dello spettro, facendone importanti applicazioni alla teoria elettromagnetica della dispersione. È anche studiata la riflessione sulla superficie del selenio, il quale presenta un forte colore superficiale dal verde al violetto cupo, allorchè l'angolo d'incidenza è prossimo a quello di polarizzazione.

KUENEN J. P. e ROBSON W. G. *Proprietà termiche dell'anidride carbonica e dell'etano* (pp. 622-630). — Per mezzo delle misure già eseguite dagli A. sulla tensione del vapore della CO_2 a basse temperature, e dei dati resultanti da altre ricerche è pos-

sibile discutere le proprietà termiche di questa sostanza entro limiti assai più estesi che per l'innanzi; e gli A. trovano che la CO_2 segue la legge degli stati corrispondenti, e che il diametro della densità è leggermente convesso verso l'asse delle temperature. Calcolano poi il volume del vapor saturo al disotto di 0° c. e lo confrontano con quello osservato da Mathias. Pel calor latente di evaporazione trovano che, partendo dalla temperatura critica, esso dapprima cresce rapidamente, poi più lentamente e a temperature molto basse di nuovo più rapidamente.

Anche per l'etano sono indicati i resultati dei confronti eseguiti.

Tutton A. E. *Dilatazione termica della porcellana* (pp. 631-642). — Son riportati i resultati ottenuti con un metodo interferometrico, dai quali si può concludere che la dilatazione dei recipienti di porcellana adoperati nei termometri ad aria non può rappresentarsi con una formola a due termini in intervalli di temperatura comprendenti alcune centinaia di gradi; e che le estrapolazioni dalle formole determinate direttamente conducono ad errori rilevanti.

Patterson J. *Sul cangiamento della resistenza elettrica dei metalli in un campo magnetico* (pp. 643-656). — Secondo J. Thomson, la corrente elettrica essendo nei metalli trasportata da corpuscoli carichi negativamente, i quali son deviati dalla loro traiettoria allorchè son posti in un campo magnetico, deve risultare un cambiamento della resistenza elettrica nei metalli, anche non magnetici, quando sieno posti in un campo assai intenso.

Per suggerimento del Thomson l'A. ha impreso delle misure a questo riguardo, adoperando sottili spirali piane, o dei fili avvolti su sottilissime lastre di mica; e ha trovato che effettivamente un tal cambiamento si presenta per i fili studiati, e nel senso voluto dalla teoria.

Wood R. W. *Produzione di un campo magnetico con una corrente di particelle elettrizzate* (p. 659). — L'A. ha osservato che il getto di CO_2 che esce da un recipiente ove è allo stato liquido, e che, com'è noto, è fortemente elettrizzato, produce una deviazione notevole in un ago magnetico posto sopra il tubo di vetro da cui esce il getto. Dal senso della deviazione resulta che le particelle di CO_2 trasportano carica positiva. Un calcolo approssimato mostra che la velocità di tali particelle è di circa 2000 piedi al secondo, ciò che costituisce un notevole vantaggio sul metodo del disco girevole di Rowland, col quale alle cariche elettriche non può impartirsi una velocità superiore a 300 piedi al secondo.

Serie 6, Vol. 4, 1902.

RUTHERFORD E. e BROOKS H. T. *Confronto delle radiazioni emesse dalle sostanze radioattive* (pp. 1-23). — Studiando la deviazione che le radiazioni subiscono in un campo magnetico, e l'assorbimento in diversi corpi, gli A. concludono che la radioattività è un fenomeno molto complesso. L'uranio e il radio emettono particelle cariche negativamente, in tutto simili ai raggi catodici; e inoltre l'uranio, il radio e il torio emettono raggi non deviabili in un campo magnetico, ma che sono facilmente assorbiti da gas e da metalli, e che differiscono gli uni dagli altri pel potere penetrante. Il torio e il radio poi emettono emanazioni radioattive simili in tutto ai gas radioattivi.

BARUS C. *Dimensioni delle particelle d'acqua che producono i colori coronali e assiali nella condensazione nubiforme* (pp. 23-29). — Secondo le misure dell'A. i globuli di acqua che producono dei colori o per diffrazione di raggi divergenti o per assorbimento del fascio luminoso assiale hanno dimensioni che variano da 280 a 2530 milionesimi di centimetro. I nuclei condensanti erano di carbone o di solfo. In questa Nota son contenuti soltanto i resultati; le esperienze eseguite son descritte nell'*Amer. Journ. of Science*, vol. 13, 1902.

DURAK J. J. E. *Raggi Lenard* (pp. 29-45). — L'A. ha misurato la velocità dei raggi Lenard e il loro potere ionizzante, a pressioni diverse, ed ha trovato per la velocità valori che variano da 50×10^9 cm. a $3,2 \times 10^9$ cm. al sec. Pel numero di ioni prodotti da un ione Lenard nel percorso di un centimetro, l'A. trova valori che dipendono dalla velocità degli ioni; e viene indicato come ciò possa dedursi dalla teoria proposta in proposito da J. J. Thomson.

NAGAOKA H. e HONDA K. *Sulla magnetostrizione dell'acciaio, del nichel, del cobalto e dell'acciaio al nichel* (pp. 45-72). — È uno studio della magnetizzazione dei metalli sopra accennati, del cambiamento di lunghezza e di volume che ne consegue, dell'effetto che sulla magnetizzazione producono trazioni meccaniche e la torsione.

BAKER W. C. *Effetto Hall nell'oro per deboli campi magnetici* (pp. 72-84). — Dalle misure eseguite dall'A. resulta confermato, come già fu indicato da Kundt, che il coefficiente di Hall per l'oro è costante, per campi magnetici compresi fra 12 e 21500 unità.

HARTLEY W. N. *Ricerche sulla composizione del platino fragile* (pp. 84-89). — Son riferiti i resultati dell'analisi spettrale

eseguita dall'A. su alcuni frammenti del platino che serve pei dentisti. Da tale analisi si riconosce l'importanza che ha la determinazione esatta delle lunghezze d'onda delle linee spettrali non solo, ma anche l'utilità che deriva dal poter distinguere linee di lunghezze d'onda molto prossime dovute a metalli diversi, per mezzo delle differenze del loro carattere.

VOIGT W. *Sulle proprietà dei cristalli pleiocroitici in direzioni vicine all'asse ottico* (pp. 90-97). — È uno studio sulla propagazione della luce nei cristalli, fondato sulle proprietà dei tensori definiti in un altro lavoro (Cfr. *N. Cim.* (5), 4, p. 68).

STRUTT R. J. *Scarica dell'elettricità positiva dai metalli caldi* (pp. 98-103). — L'A. trova che la dispersione della elettricità positiva comincia a temperature assai poco elevate e si rende molto sensibile già a 270° c., crescendo poi rapidamente con la temperatura.

VINCENT J. H. *Relazione numerica generale fra i pesi atomici* (pp. 103-115). — I pesi atomici degli elementi conosciuti si posson rappresentare, secondo l'A., con la relazione

$$W = N^{1,21}$$

essendo N un numero intero che rappresenta il posto che occupa l'elemento in una serie in cui essi son disposti per ordine ascendente di peso atomico. È da notare però che per alcuni elementi si hanno divergenze sensibili, e che nella serie sopra detta bisogna lasciare alcune lacune, affinchè i pesi atomici dei corpi noti possano esser rappresentati da quella relazione.

KUENEN J. P. e ROBSON W. G. *Osservazioni sui miscugli con pressione di vapore massima o minima* (p. 116). — Le esperienze qui descritte, furono intraprese per completare il confronto fra la teoria e i fatti sperimentali già ottenuti precedentemente (cfr. *N. Cim.* (5), 3, p. 334).

DE NIKOLAIÉVE M. W. *Su una nuova reazione fra i tubi elettrostatici e i coibenti, sul campo elettrostatico attorno una corrente elettrica, e sulla teoria del Poynting* (pp. 133-138). — Vedi *N. Cim.* (5), 4, p. 68 e 146.

Lord KELVIN. *Dinamica molecolare di un cristallo* (pp. 139-156). — Questa Nota contiene lo sviluppo matematico dei concetti esposti in una precedente comunicazione sulla « Costituzione molecolare della materia » *(Proc. R. Soc. Edin.* 1889). L'A. determina dapprima il lavoro necessario a separare l'uno dall'altro gli atomi di un aggruppamento omogeneo di molecole, e facendo diverse ipotesi sul modo col quale le molecole son fra loro dispo-

ste, determina le leggi delle azioni reciproche. Ma è impossibile riassumere brevemente i calcoli e i resultati cui essi conducono nei singoli casi.

TROWBRIDGE J. *Sugli spettri dovuti alla dissociazione del vapor acqueo e sulla presenza di righe nere negli spettri dei gas* (pp. 156-161). — Come già aveva fatto notare altra volta, l'A. ritiene che quando si scarica una grandissima quantità di elettricità attraverso un gas qualunque, per quante cure si sieno prese per disseccarlo, nello spettro della scarica si presentano sempre le righe del vapor acqueo, o meglio dire quelle che provengono dalla dissociazione del vapore. In questa Nota vengono riferite nuove esperienze che confermano quelle conclusioni. Scaricando un condensatore di 0,6 microf. in un circuito praticamente senza autoinduzione, con un periodo della scarica che si faceva variare da $^1/_{500000}$ a $^1/_{1000000}$ di secondo, e quindi con una corrente media da 5000 a 10000 amp., fu osservato con lo specchio rotante che solo la scintilla pilota era efficace e che le altre oscillazioni sono assai deboli, e il tubo di scarica divenne di aspetto lattiginoso, per il sodio reso libero dal vetro. Poichè la dissociazione del vapor acqueo rende libero l'ossigeno, questo modo di operare è simile a quello che il Rayleigh adopera per riconoscere piccole tracce d'argon; e infatti con quelle scariche potenti si ha lo spettro dell'argon. Con uno stesso tubo, a seconda dell'intensità della scarica, si può dunque avere o lo spettro a quattro righe dell'idrogeno, o quello del sodio, o quello dell'argon; e il manifestarsi di quest'ultimo è secondo l'A. la prova più convincente della dissociazione del vapor acqueo.

Fotografando lo spettro di una potente scarica attraverso l'acqua, si ha uno spettro continuo anche nella parte più attinica; ma se gli elettrodi stanno a fior d'acqua si ha lo spettro a quattro righe dell'idrogeno o del vapor acqueo.

Se una scarica molto potente attraversa un Geissler a idrogeno ben secco, si ha un pallido spettro continuo con righe luminose e righe brillanti, e le righe pur luminose del vapor acqueo non sono invertite. Si ha dunque una reversibilità selettiva che si manifesta ad alte temperature.

Ne consegue che l'inversione di righe spettrali non indica necessariamente la presenza di strati assorbenti di gas freddi, ma può derivare da un'azione fotochimica dei sali d'argento; e questo fatto è di somma importanza per l'astrofisica. Inoltre la luce intensa dovuta alla dissociazione del vapor acqueo può mascherare quella debole dei vapori metallici nello spettro delle stelle. E infatti l'A. non ha osservato le righe metalliche degli

elettrodi adoperati, nello spettro dovuto al vapor acqueo dissociato.

I sali d'argento, infine, non rispondono a tutte le vibrazioni, e può darsi che vi sieno spettri a temperature altissime istantanee, che non possono esser fotografati.

Carslaw H. S. *Un problema sulla conduzione del calore* (pp. 162-165). — L'A. tratta la propagazione lineare del calore in un solido che si estende all' infinito da una parte di un piano infinito, mentre si ha radiazione attraverso quel piano in un mezzo mantenuto a zero.

Everett J. D. *Contribuzione alla teoria del potere risolvente degli obiettivi* (pp. 166-171). — L'A. mostra come si possa calcolare il potere risolvente degli obiettivi, e fa risaltare il notevole vantaggio che per una buona definizione si ha nel disporre il condensatore in modo, che esso formi, sulla parte di oggetto che si esamina, un' immagine piccola e netta della sorgente luminosa, ciò che rende l'oggetto come se fosse luminoso di per se stesso. Vengono in tal modo eliminati dei fenomeni di diffrazione, che potrebbero alterare l'apparenza dell' oggetto.

A. Stefanini.

FINE DEL VOLUME IV SERIE V.

Pietro Salvioni, *gerente responsabile.*

INDICE

LIBRI NUOVI

RIVISTA.

Comptes Rendus. — 1901-1902.

Journal de Physique. — 1902.

Zeitschrift für Physik. Chem. — 1901-902. Pagina

Philosophical Magazine. — 1901-902.

S. Lussana

Lussana

SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

Continuazione della Nota pubblicata a pagina CXCV.

Hanno pagato la quota del 1901 i Soci:

Caramanda Celestino
Jacoviello Felice
Kesler Giovanni
Pellacani Fulvio
Rizzo G. Battista

Hanno pagato la quota del 1902 i Soci:

Arnò Riccardo
Battelli Angelo
Bellati Manfredo
Bombicci Luigi
Brucchietti Giuseppe
Campanile Filippo
Cardani Pietro
Contini Attilio
Dall' Oppio Luigi
Del Torre Giacomo
Dessau Bernardo
Macaluso Damiano
Macchia Pietro
Magri Luigi
Malagoli Riccardo
Mastricchi Felice
Mauri Aurelio
Monselles Gioacchino
Morra Pietro Paolo
Pagliani Stefano
Pandolfi Mario
Pieriboni Francesco
Palazzo Luigi
Rizzo G. Battista
Sacerdote Mario
Stefanini Annibale
Stracciati Enrico
Stromei Giulio
Talamini Italo
Villari Emilio
Volterra Vito
Zublena Pietro

Hanno pagato la quota del 1903 i Soci:

Battelli Angelo
Bellati Manfredo
Jona Emanuele
Levi-Civita Tullio
Mauri Aurelio
Rizzo G. Battista
Sacerdote Mario
Stefanini Annibale
Volterra Vito

Hanno dato le dimissioni i signori:

Buzzolini Giuliano
Calvori Pio
Caramanda Celestino
Kessler Giovanni
Lauricella Giuseppe
Pellacani Fulvio
Ruffini F. R.

In esecuzione dell'articolo 5 del Regolamento i Soci seguenti, che non hanno ancora pagato la quota del 1901, si ritengono dimissionari:

Mori Enrico
Pettinelli Parisino
Ventura Nicola

SERIE V. - Tomo IV. **Dicembre 1902**

IL NUOVO CIMENTO

PERIODICO

FONDATO DA

C. MATTEUCCI e R. PIRIA

CONTINUATO DALLA

SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

PER CURA DEI DIRETTORI

A. BATTELLI A. RÒITI V. VOLTERRA

E DEI SUOI DELEGATI

A. RIGHI e P. CARDANI

PISA

DALLA TIPOGRAFIA PIERACCINI

1902

DIREZIONE
Istituto fisico della R. Università
PISA.

AMMINISTRAZIONE
Via Gino Capponi, 3
FIRENZE.

INDICE

LIBRI NUOVI

RIVISTA.

(P. Bacci). **Comptes Rendus**. T. CXXXIV, Aprile 1902.

(*Segue l'indice nella pagina seguente*)

INDICE *(seguito)*.

(M. ALLEGRETTI). **Journal de Physique**. Luglio a Ottobre 1902.

(A. GRADENWITZ). **Drude's Ann.** Vol. 5, N. 10, 1901.

(Segue l'indice nella pagina seguente)

INDICE *(seguito)*.